École doctorale d'Astronomie&Astrophysique d'Île-de-France

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

THÈSE

présentée pour l'obtention d'un

Doctorat de l'université Denis Diderot Paris 7

(spécialité astronomie et astrophysique)

par

Marion MAS

Self-Coherent Camera : suppression des speckles pour l'imagerie directe des exoplanètes

Composition du jury

Président	Jacques Le Bourlot
Rapporteurs	Jean-Luc Beuzit Olivier Guyon
Examinateurs	Thierry Fusco Kjetil Dohlen Yves Rabbia
Directeurs de thèse	Gérard Rousset Pierre Baudoz

Mis en page avec la classe thloria.

Table des matières

Table des figures **ix**

Liste des tableaux **xiii**

Introduction **1**

Partie I Détection des exoplanètes

I.1 Méthodes de détection **9**

I.1.1 Présentation 9

I.1.2 Vitesses radiales 9

I.1.3 Astrométrie 10

I.1.4 Microlentilles gravitationnelles 10

I.1.5 Méthode des transits primaires 11

I.1.6 Méthode des transits secondaires 12

I.1.7 Imagerie directe 12

I.2 L'imagerie directe d'exoplanètes **13**
I.2.1 L'optique adaptative . . . 13
I.2.1.1 La turbulence atmosphérique . . . 13
I.2.1.2 Correction par l'optique adaptative . . . 14
I.2.1.2.1 L'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann . . . 15
I.2.1.2.2 Définition d'un miroir déformable . . . 16
I.2.1.2.3 Le miroir déformable à empilement de piézo-électriques . . . 17
I.2.1.2.4 Le miroir déformable électrostatique MEMS . . . 17
I.2.1.2.5 Les matrices d'interaction et de commande . . . 18
I.2.1.2.6 La loi de commande . . . 19
I.2.1.2.7 La mise à plat des miroirs déformables . . . 19
I.2.2 Coronographie . . . 19
I.2.2.1 Le coronographe de Lyot . . . 20
I.2.2.2 Le coronographe à quatre quadrants . . . 21
I.2.2.3 Atténuation et contraste d'un coronographe . . . 21
I.2.2.4 Impact des aberrations . . . 22
I.2.3 Mesure et correction des erreurs de tip-tilt . . . 22
I.2.4 Mesure et suppression des speckles . . . 23
I.2.4.1 La zone de correction ou le Dark Hole . . . 23
I.2.4.2 Mesure des speckles en plan focal . . . 24
I.2.4.3 Coronagraphic interferometer . . . 25
I.2.4.4 Mesure de la phase avec deux coronographes vortex en cascade . . . 26
I.2.5 Imagerie différentielle . . . 27
I.2.5.1 Imagerie différentielle angulaire . . . 27
I.2.5.2 Imagerie différentielle spectrale . . . 27
I.2.5.3 Imagerie différentielle polarimétrique . . . 27
I.2.5.4 Modulation temporelle des speckles . . . 28
I.2.6 La Self-Coherent Camera (SCC) . . . 28

I.3 Quelques exemples d'instruments pour la détection directe d'exoplanètes **31**

I.3.1 Missions spatiales . . . 31
I.3.1.1 JWST . . . 31
I.3.1.2 SPICA . . . 32
I.3.1.3 SPICES . . . 32
I.3.2 Le banc HCIT (High Contrast Imaging Testbed) . . . 32
I.3.3 Instruments proposés pour les télescopes terrestres . . . 33

I.3.3.1 HiCIAO/SCExAO . . . 33
I.3.3.2 SPHERE . . . 34
I.3.3.3 GPI . . . 35
I.3.3.4 Imagerie directe d'exoplanètes sur les ELT . . . 36
I.3.3.5 EPICS . . . 36
I.3.3.6 Comparaison de SPHERE, GPI et EPICS . . . 37

Partie II La SCC : une technique d'imagerie directe d'exoplanètes

II.1 Principe de la SCC **43**
II.1.1 Présentation . . . 43
II.1.2 Modèle de formation d'images à travers la SCC . . . 44
II.1.3 Extraction des données . . . 48
II.1.4 Lien entre champ dans la pupille de Lyot et phase dans la pupille d'entrée . . . 49
II.1.4.1 Effet du FQPM dans le plan pupille sur une phase quelconque . . . 49
II.1.4.2 Effet du FQPM dans le plan pupille : cas de la déformée d'un actionneur 51
II.1.4.3 Étude de l'impact de la taille du diaphragme de Lyot . . . 51
II.1.4.3.1 Cas d'un diaphragme de Lyot de 100% . . . 52
II.1.4.3.2 Cas d'un diaphragme de Lyot de 95% . . . 52
II.1.4.3.3 Cas d'un diaphragme de Lyot de 80% . . . 53
II.1.4.3.4 Discussion . . . 53
II.1.5 Estimation linéaire du front d'onde . . . 54
II.1.6 Correction du front d'onde . . . 56
II.1.6.1 Correction de l'erreur de phase ϕ . . . 56
II.1.6.2 Correction des erreurs de phase ϕ et d'amplitude α . . . 57
II.1.7 Estimation du compagnon . . . 59

II.2 Outils de simulation **63**
II.2.1 Simulation du coronographe à quatre quadrants et de la SCC . . . 63
II.2.2 Les fonctions d'influence du miroir déformable . . . 63
II.2.3 Simulation de la matrice d'interaction . . . 65
II.2.4 La matrice d'interaction synthétique . . . 66
II.2.5 Inversion de la matrice d'interaction : création de la matrice de commande . 67

II.3 Performance : résultats de simulations numériques **69**
II.3.1 Conditions de la simulation 69
II.3.2 Correction de la phase 70
II.3.2.1 Étude de la référence 70
II.3.2.2 Étude de l'impact de la taille du diaphragme de Lyot 71
II.3.2.3 Étude de l'impact du niveau de l'erreur de phase initiale 74
II.3.3 Correction de la phase et de l'amplitude 75
II.3.3.1 Mise en évidence de la zone de correction 75
II.3.3.2 Étude de l'impact du niveau de l'erreur d'amplitude initiale 77
II.3.4 Conclusion 79

Partie III Le Banc d'imagerie Très Haute Dynamique

III.1 Le banc THD **85**
III.1.1 Les objectifs du banc 85
III.1.2 Chemin optique 86
III.1.2.1 Les sources 86
III.1.2.2 Le coronographe à quatre quadrants et la SCC 86
III.1.3 Les analyseurs 89
III.1.3.1 Imagerie en plan focal 89
III.1.3.2 Le HASO 90
III.1.4 Les outils informatiques 91
III.1.5 Les miroirs actifs 92
III.1.5.1 Le miroir tip-tilt 92
III.1.5.2 Le miroir déformable électrostatique OKO - 37 actionneurs 92
III.1.5.3 Estimation des fonctions d'influence du miroir déformable OKO . . . 92
III.1.5.4 Non linéarité de la réponse des actionneurs du miroir déformable OKO 94
III.1.5.5 Le miroir déformable Boston - 32x32 actionneurs 95
III.1.5.6 Étude de la réponse en tension des actionneurs 98
III.1.5.7 Mise à plat du miroir déformable Boston avec le HASO 100
III.1.5.7.1 Étalonnage de la voie d'analyse du HASO 100

III.1.5.7.2 Mesure de la phase du banc et du miroir déformable 101
III.1.6 Asservissement du miroir tip-tilt et du miroir déformable Boston 101
III.1.7 Problèmes rencontrés sur le banc THD 102
III.1.7.1 Différence de marche entre les voies image et de référence 102
III.1.7.2 Variation de température sur le banc THD et conséquences 103

III.2 Mesures SCC expérimentales et correction du front d'onde 105
III.2.1 Mise en route du banc THD 105
III.2.2 Mesure qualitative de la phase par la SCC avec le miroir déformable OKO . 106
III.2.3 Conditions expérimentales sur le banc THD 107
III.2.4 Création de la matrice d'interaction du miroir déformable Boston 108
III.2.4.1 Mesure des fonctions d'influence du miroir déformable Boston 109
III.2.4.2 Création de la matrice d'interaction expérimentale brute 109
III.2.4.3 Création de la matrice d'interaction synthétique 110
III.2.5 Mesure et correction expérimentales de la phase 111
III.2.6 Impact de la référence 113
III.2.7 Mesure et correction expérimentales de la phase et de l'amplitude 113
III.2.8 Mouvement d'un seul actionneur 114
III.2.9 Conclusion et perspectives 118

Partie IV La boucle tip-tilt secondaire

IV.1 Impact des erreurs de tip-tilt 123
IV.1.1 Mise en évidence des dérives du banc THD 123
IV.1.2 Erreur de tip-tilt en amont du coronographe 124
IV.1.2.1 Modèle numérique de l'instrument 124
IV.1.2.2 Impact sur les performances du coronographe 125
IV.1.2.3 Erreurs de tip-tilt en amont du coronographe sur le banc THD . . . 125
IV.1.3 Erreurs de tip-tilt en aval du masque coronographique 127
IV.1.3.1 Impact sur la mesure de phase avec la SCC 127

IV.2 Estimation et correction des erreurs de tip-tilt **131**

IV.2.1 Estimation de l'erreur de tip-tilt en amont du coronographe 145

IV.2.1.1 Simulation sans erreur de phase ($\phi = 0$) 145

IV.2.1.2 Simulation avec une erreur de phase ($\phi \neq 0$) 147

IV.2.2 Comparaison des valeurs mesurées et calculées de Δ_x 148

Conclusion

Bilan et résultats **153**

Perspectives **155**

Annexes

IV.A Liste des publications **159**

IV.B Proceeding SPIE 2010, San Diego **161**

Bibliographie **173**

Table des figures

I.1.1 Méthodes de détection et nombre d'exoplanètes détectées par année 10
I.1.2 Tansit primaire 11

I.2.1 Image limitée par la diffraction et par la turbulence atmosphérique 14
I.2.2 Schéma de principe de l'optique adaptative 15
I.2.3 Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann . . 16
I.2.4 Schéma d'un miroir déformable à empilements de piézo-électriques 17
I.2.5 Schéma d'un miroir déformable électrostatique 17
I.2.6 Schéma de principe du coronographe de Lyot 20
I.2.7 Schéma de principe du coronographe à masque de phase à quatre quadrants . . . 22
I.2.8 Champ de speckles en plan focal 23
I.2.9 Zone de correction d'un miroir déformable à maillage carré 24
I.2.10 PSF de l'instrument d'optique adaptative du LBT 24
I.2.11 Schéma de principe de l'interferomètre coronographique 25
I.2.12 Étalonnage des speckles en utilisant deux coronographes vortex en cascade . . . 26
I.2.13 Synchronous Interferometric Speckle Substraction 28

I.3.1 Contrastes atteints sur le banc HCIT Trauger & Traub [2007] 33
I.3.2 Extraction de l'image d'un compagnon Trauger & Traub [2007] 33
I.3.3 Exoplanètes détectables avec SPHERE, GPI et EPICS 37

II.1.1 Schéma de principe de la Self-Coherent Camera 43
II.1.2 Champ de speckles et codage par la SCC 44
II.1.3 Champ de speckles - Image de la référence - Image SCC 47
II.1.4 De la phase en plan pupille à l'image SCC en plan focal 47
II.1.5 Pics de corrélation dans l'espace de Fourier de l'image SCC 48
II.1.6 De la phase (aléatoire) à une estimation - Lyot de 100% 50
II.1.7 Résidu de phase - Lyot de 100% 50
II.1.8 D'une gaussienne à une estimation - Lyot de 100% 51
II.1.9 Résidu de phase (phase aléatoire + défaut local) - Lyot de 100% 52
II.1.10 De la phase (aléatoire + défaut local) à une estimation - Lyot de 95% 53
II.1.11 De la phase (aléatoire + défaut local) à une estimation - Lyot de 80% 53
II.1.12 De l'image SCC à la phase estimée 56
II.1.13 Erreur de phase - Phase estimée - Phase projetée - Phase résiduelle 57
II.1.14 Champ de speckles après correction de la phase 57
II.1.15 Champ de speckles après correction de la phase et de l'amplitude 59
II.1.16 Image d'un compagnon dans un champ de speckles 59
II.1.17 Trajet optique des lumières stellaire et du compagnon à travers la SCC 60

II.1.18 Images en plan focal des speckles frangés et du compagnon non frangé 60

II.2.1 Image et coupe d'une fonction d'influence gaussienne 64
II.2.2 Fonction d'influence - Estimation avec la SCC 66
II.2.3 Matrice d'interaction à partir des mesures SCC des fonctions d'influence 66
II.2.4 Matrice d'interaction synthétique numérique - Valeurs propres 67

II.3.1 Profil radial des images en plan focal (ϕ corrigée) : impact de la référence 71
II.3.2 Images en plan focal 72
II.3.3 Phase initiale et résidu de phase pour différents Lyots 73
II.3.4 Profil radial des images en plan focal (ϕ corrigée) : impact de la taille du Lyot . 74
II.3.5 Profil radial des images en plan focal (ϕ corrigée) : impact du rms de la phase . 76
II.3.6 Demi-zone de correction - Profil radial des images en plan focal ($\phi + \alpha$ corrigées) 77
II.3.7 Profil radial des images en plan focal ($\phi + \alpha$ corrigées) : impact du % de α . . . 78

III.1.1 Représentation schématique du banc d'imagerie Très Haute Dynamique (THD) 85
III.1.2 Photo du banc d'Imagerie Très Haute Dynamique (THD) 87
III.1.3 Masque de phase du banc THD - Diaphragme de Lyot modifié 88
III.1.4 Première version monochromatique de la SCC - Montage en transmission 88
III.1.5 Profil radial des images non coronographiée et coronographiée 89
III.1.6 Utilisation des logiciels LabVIEW et IDL 91
III.1.7 Miroir déformable électrostatique OKO (37 actionneurs) 92
III.1.8 Fonctions d'influence du miroir déformable OKO (37 actionneurs) 93
III.1.9 Réponse en tension de 4 actionneurs - Pavage du miroir déformable OKO . . . 95
III.1.10 Miroir déformable électrostatique Boston Micromachines (32^2 actionneurs) . . 96
III.1.11 Réponse en tension d'un actionneur (données constructeur) 97
III.1.12 Déformation de la membrane pour 0V et pour la tension maximale 97
III.1.13 Schéma de la répartition des actionneurs du miroir déformable Boston 99
III.1.14 Réponse en tension de plusieurs actionneurs en bord de pupille 99
III.1.15 Réponse en tension de quatre actionneurs au centre de pupille 100
III.1.16 Boucles d'asservissement du miroir déformable et du miroir tip-tilt 102
III.1.17 Phase introduite dans le plan du diaphragme de Lyot 103
III.1.18 Deux fonctions d'influence - Mise en évidence d'une dérive sur le banc THD . 104

III.2.1 Image du masque de phase expérimentale - Speckles résiduels 106
III.2.2 Mesure expérimentale de la phase avec la SCC et le HASO 107
III.2.3 Évaluation de l'erreur de phase initiale sur le banc THD 108
III.2.4 Fonctions d'influence d'un actionneur du Boston mesurée avec la SCC 109
III.2.5 Première matrice d'interaction expérimentale du miroir défomable Boston . . . 110
III.2.6 Matrice d'interaction synthétique du miroir déformable Boston 110
III.2.7 Tache d'Airy - Image SCC avant et après correction 111
III.2.8 Profil radial des images expérimentales en plan focal (ϕ corrigée) 112
III.2.9 Images SCC avant et après correction de la phase et de l'amplitude 114
III.2.10 Profil radial des images expérimentales en plan focal ($\phi + \alpha$ corrigées) 115
III.2.11 Application d'une tension et correction de la phase 116
III.2.12 Phases différentielles - Images SCC différentielles 117
III.2.13 Images SCC après correction et image de la référence 117

IV.1.1 Mouvement du centre de gravité de l'image non coronographiée sur le banc THD 124

IV.1.2 Schéma de principe de l'instrument coronographique numérique étudié 124
IV.1.3 Position du faisceau sur le masque coronogaphique 126
IV.1.4 Atténuation en fonction de l'erreur de tilt introduit en amont du coronographe . 126
IV.1.5 Images coronographiées expérimentales - Évolution de l'atténuation 127

IV.2.1 Variations d'intensité en fonction de l'erreur tilt 145
IV.2.2 Courbe - Variation d'intensité en fonction de l'erreur de tilt 147
IV.2.3 Δ_x en fonction de T_x et T_y 148
IV.2.4 Variation d'intensité calculée VS variation d'intensité mesurée 149

Liste des tableaux

II.1.1 Erreur de l'estimation de la phase en fonction du diamètre du Lyot 54

II.2.1 Paramètres de la simulation du miroir déformable numérique 64

III.1.1 Principales caractéristiques du détecteur 90
III.1.2 Principales caractéristiques du miroir déformable OKO 93
III.1.3 Principales caractéristiques du miroir déformable Boston 96

III.2.1 Paramètres du banc THD pour les premières mesures de phase 107

IV.2.1 Variation d'intensité pour quelques valeurs de l'erreur de tilt 146

Introduction

L'astronomie connait un essort pendant l'antiquité. Elle consiste d'abord à observer les astres à l'oeil nu. Galilée invente la lunette en 1609, peu de temps après, en 1672, Isaac Newton crée le télescope. Ces premiers instruments d'observation du cosmos sont à l'origine de beaucoup d'autres plus performants permettant de voir plus loin dans l'univers.

Les techniques d'observation sont en perpetuelle progression. Il est maintenant possible d'étudier depuis la Terre ou l'espace, des objets de très faible luminosité comme des planètes extrasolaires ou des disques protoplanétaires. Une exoplanète est une planète en orbite autour d'une étoile hôte en dehors de notre système solaire. Différentes techniques de détection et d'imagerie ont été développées et sont encore en cours d'élaboration afin d'étudier de tels objets. En 1995, [Mayor & Queloz, 1995] identifient la première exoplanète, *51 Peg b*. Actuellement, l'existence de plus de 700 exoplanètes a été confirmée. La grande majorité de ces exoplanètes a été détectée par des techniques de détection indirecte. Ces techniques consistent à étudier les variations des caractéristiques de la lumière provenant de l'étoile provoquées par la présence d'un compagnon de faible masse en orbite. La détection par la méthode des vitesses radiales est à ce jour celle qui a permis le plus grand nombre de détections. Elle permet de mesurer les perturbations qu'une planète provoque sur le mouvement de l'étoile. En utilisant l'effet Doppler Fizeau, il est possible d'enregistrer des petits changements de vitesse. D'autres méthodes de détection indirecte sont utilisées comme les transits, l'astrométrie ou encore les lentilles gravitationnelles. Selon la méthode utilisée, le type de planète observée n'est pas le même. Toutes ces techniques nous donnent des informations sur certains paramètres tels que la masse de la planète, son rayon, sa densité, son orbite, son excentricité, son demi-grand axe. Cependant, nous n'avons aucun renseignement sur les paramètres intrinsèques.

La détection directe d'exoplanètes donne accès à ces informations. Cette méthode consiste à observer directement le flux du compagnon. Cependant, la planète étant très proche de son étoile hôte et son flux étant très faible par rapport à celui de l'étoile, la détection directe nécessite l'utilisation de plusieurs techniques d'imagerie, de post-traitement pour réussir à observer les photons de la planète. La détection directe est principalement confrontée à deux problématiques. Tout d'abord, il est primordial de séparer angulairement la planète de l'étoile. La haute résolution par optique adaptative permet de corriger les aberrations dynamiques dues aux turbulences atmosphériques (dans le cas d'observations réalisées avec un télesocope au sol) et statiques dues aux défauts intrinsèques de l'instrument d'observation. Afin d'avoir la meilleure correction possible, les miroirs déformables ont un très grand nombre d'actionneurs. On parle alors d'optique adaptative extrême. Il est ensuite nécessaire de diminuer le flux stellaire pour réussir à observer celui de la planète. Des techniques d'apodisation, de coronographie par exemple permettent de faire de l'imagerie haute dynamique. En combinant haute résolution angulaire et haute dynamique, l'imagerie directe d'exoplanètes devient possible.

L'imagerie directe d'exoplanètes est limitée par les aberrations dynamiques résiduelles et les aberrations statiques dues aux défauts intrinsèques des instruments d'observation. Ces aberrations résiduelles sont à l'origine de tavelures, aussi appelées *speckles*, en plan focal, où se trouve le détecteur. Différentes techniques d'imagerie différentielle sont ensuite utilisées pour retouver l'information de l'image du compagnon noyée dans le champ de speckles résiduel. Il est possible d'envisager un deuxième étage de correction pour corriger ces aberrations quasi-statiques. Le champ de speckles peut être ainsi fortement atténué.

Le pôle HRAA du Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA) à l'Observatoire de Paris-Meudon travaille en particulier sur l'optique adaptative et l'imagerie directe d'exoplanètes. Mon travail de thèse, effectué au sein de cette équipe, s'est articulé autour de l'intégration et l'utilisation d'un banc d'imagerie Très Haute Dynamique (THD). Ce banc a pour but de tester en laboratoire un instrument appelé *Self-Coherent Camera* (SCC)

proposé par P. Baudoz [Baudoz et al., 2006]. Cet instrument est développé dans le cadre de l'imagerie directe d'exoplanètes. Il présente deux modes de fonctionnement. Il peut être utilisé comme analyseur de surface d'onde pour mesurer les aberrations statiques et comme technique différentielle d'estimation d'un compagnon.

La première partie de ma thèse est une présentation générale des différentes techniques de détection d'exoplanètes. J'introduis ensuite le principe de l'imagerie directe d'exoplanète et expose différentes techniques mises en oeuvre pour parvenir à distinguer l'image d'un compagnon en plan focal. Je présente quelques missions spatiales et instruments au sol qui devraient bientôt permettre la détection et l'analyse de nouvelles exoplanètes. Dans la deuxième partie de ma thèse, je présente le principe de la SCC et introduis le formalisme utilisé pour parvenir à coder les speckles en plan focal et à trouver un estimateur du front d'onde à partir de ces speckles frangés. Je présente ensuite les outils numériques utilisés pour réaliser une étude paramétrique de la SCC. Enfin, je présente quelques résultats de simulation pour montrer les performances atteintes sur la correction du front d'onde en utilisant la SCC comme analyseur de surface d'onde. Dans la troisième partie, je présente le banc Très Haute Dynamique actuel. Il est utilisé pour tester la SCC en tant qu'analyseur de front d'onde et estimateur du compagnon. Pendant ma thèse, je n'ai travaillé que sur la SCC en tant qu'analyseur de surface d'onde. Je présente les résultats expérimentaux sur la mesure et la correction du front d'onde obtenus en laboratoire. Pendant nos expériences, nous avons été confrontés à des problèmes d'instabilité sur le banc qui entrainaient des dégradations de la performance de la SCC. L'étude et le développement de solutions pour pallier aux problèmes rencontrés sur le banc ont pris un temps assez important pendant ma thèse. Ce travail a permis d'élaborer une technique permettant d'estimer les erreurs de tip-tilt auxquelles sont sensibles les coronographes utilisés pour l'imagerie directe d'exoplanètes. Je présente dans la quatrième partie les problèmes rencontrés sur le banc et les conséquences qu'ils engendrent sur la mesure du front d'onde avec la SCC. Je développe la méthode mise en oeuvre avec succès pour pallier à ce problème. Je présente des résultats de laboratoire de la technique que j'ai proposée pour mesurer les erreurs de tip-tilt à partir des images coronographiques.

Première partie

Détection des exoplanètes

Les télescopes actuels au sol sont dotés d'un miroir primaire dont la surface peut atteindre jusqu'à 10 mètres de diamètre. De tels télescopes sont équipés d'un système d'optique adaptative qui corrige en temps réel les aberrations dynamiques du front d'onde provoquées par des phénomènes de turbulence lors du passage dans l'atmosphère de la lumière issue de l'objet étudié. Avant d'utiliser l'optique adaptative, il faut optimiser la localisation des télescopes terrestres. Ils se trouvent sur des sites en altitude où l'atmosphère est plus pure et son épaisseur plus fine. Une autre solution pour s'affranchir des problèmes liés à l'atmosphère, est d'envoyer le télescope dans l'espace. Dans ce cas, le recours à l'optique adaptative est inutile. Ces télescopes spatiaux ont jusqu'à maintenant des miroirs beaucoup plus petits.

Actuellement, un des objectifs majeurs de l'astronomie est la détection d'exoplanètes. Plus de 700 exoplanètes ont déjà été observées. La majorité de ces observations a été faite par détection indirecte. Cela consiste à étudier les modifications comme la vitesse radiale, le flux lumineux, induites par la présence d'un compagnon sur l'étoile hôte. La détection directe est le nouveau challenge auquel les astronomes sont confrontés. Le but est d'analyser directement la lumière de la planète en orbite autour de l'étoile hôte.

Dans cette partie, je passe rapidement en revue, dans le premier chapitre, les différentes méthodes de détection des exoplanètes. Dans le deuxième chapitre, je présente l'optique adaptative et les techniques d'imagerie haut contraste. Dans le troisième chapitre, je présente des missions spatiales ainsi que des instruments et projets spatiaux et au sol dédiés à la détection directe d'exoplanètes.

Chapitre I.1

Méthodes de détection

I.1.1 Présentation

Une exoplanète est une planète située en dehors de notre système solaire qui gravite autour d'une autre étoile que le Soleil. Michel Mayor et Didier Queloz découvrent en 1995 la première exoplanète 51 Peg b orbitant autour de l'étoile 51 Pegasi, à environ 40 années lumière de la Terre, grâce à la méthode des vitesses radiales [Mayor & Queloz, 1995]. Cette observation a eu lieu à l'Observatoire de Haute Provence en utilisant le spectrographe ELODIE. Depuis, beaucoup d'exoplanètes ont été détectées et leur nombre augmente chaque année. Cette évolution est représentée par l'histogramme de la figure I.1.1. J'ai tracé ce graphique en décembre 2011 en utilisant les données fournies par le site de J. Schneider ($http://exoplanet.eu/$).

Il est possible de détecter une exoplanète en étudiant le flux stellaire. Il s'agit alors de détections indirectes. Elles permettent d'obtenir des informations sur la masse de la planète, son rayon, sa densité, l'excentricité, la période, le demi-grand axe de l'orbite de la planète. L'étude des photons de la planète nous renseigne sur ses paramètres intrinsèques. Il s'agit de détections directes. Je présente succintement ci-dessous quelques-unes de ces méthodes.

I.1.2 Vitesses radiales

La détection des exoplanètes par la méthode des vitesses radiales s'appuie sur les perturbations qu'une planète provoque sur le mouvement de son étoile hôte. L'étoile exerce une force d'attraction gravitationnelle sur la planète, cette dernière produit une force égale et opposée sur l'étoile. Une exoplanète provoque donc un mouvement de l'étoile hôte, ce mouvement est cependant très faible. Une méthode pour mesurer ce mouvement est d'utiliser l'effet Doppler Fizeau qui permet d'enregistrer des petits changements de vitesse radiale de l'étoile induits par ce mouvement. Les variations de vitesse de l'étoile le long de notre ligne de visée se traduisent, grâce à l'effet Doppler, par de légers déplacements en longueur d'onde du spectre apparent de l'étoile. Il suffit donc, en théorie, d'identifier certaines raies de ce spectre et d'observer les faibles changements de leurs longueurs d'onde avec le temps pour en déduire la présence d'une perturbation gravitationnelle par un autre corps. Ces fluctuations sont toujours très faibles et ne sont généralement détectables que lorsque la planète produit d'importantes perturbations gravitationnelles. Des observations spectroscopiques très spécifiques peuvent révéler la planète et fournir sa masse minimale et des informations sur son orbite [Marcy et a., 2005; Santos, 2008]. C'est par cette méthode que la plupart des planètes extrasolaires ont été détectées.

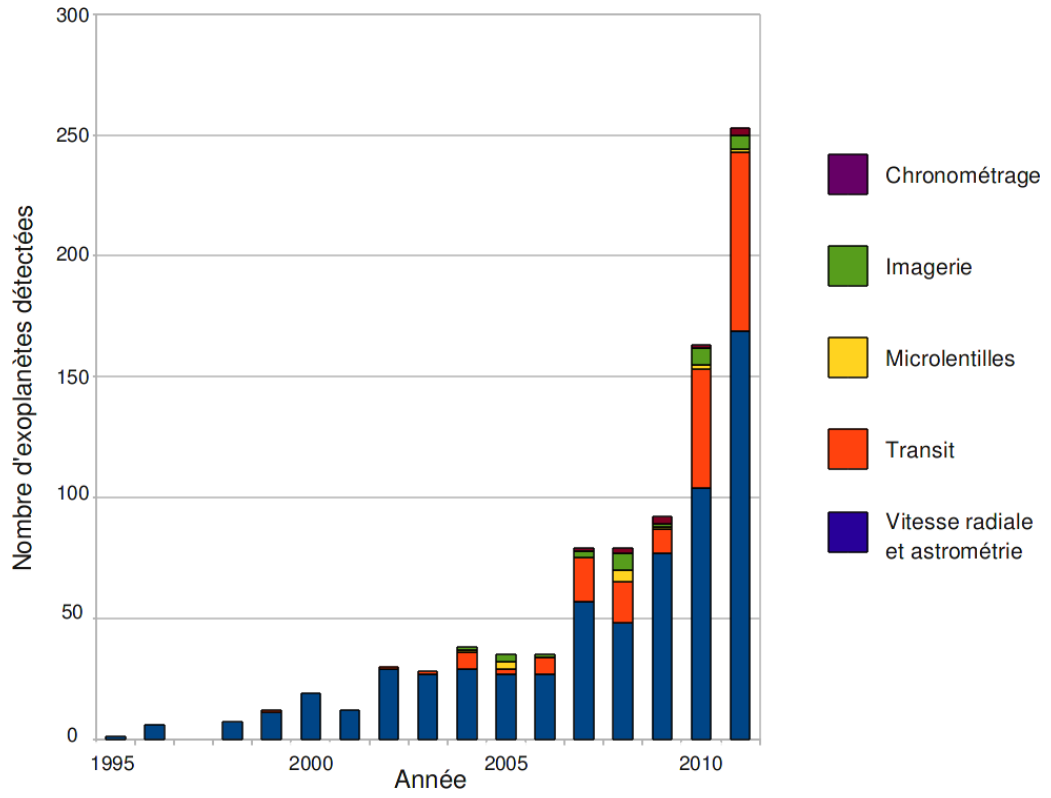

FIGURE I.1.1 – *Méthodes de détection et nombre d'exoplanètes détectées par année (données de décembre 2011 extraites du site de J. Schneider http : //exoplanet.eu/).*

I.1.3 Astrométrie

L'astrométrie repose sur la détection des perturbations angulaires de la trajectoire d'une étoile. Cette méthode permet de connaître la période, le demi-grand axe, l'inclinaison de l'orbite et la masse du compagnon. Il est plus facile de détecter des compagnons assez massifs et de grande période. Les planètes détectées par cette méthode avaient déjà été découvertes par la mesure des vitesses radiales.

I.1.4 Microlentilles gravitationnelles

La méthode des microlentilles gravitationnelles s'appuie sur la courbure de la trajectoire de la propagation de la lumière émise par une étoile distante ou un quasar, lorsqu'un objet massif s'aligne suffisamment avec cette source. Ce phénomène est dicté par le principe de la relativité générale. Si une étoile, que l'on peut appeler *étoile-lentille* se trouve entre l'étoile distante et l'observateur, l'intensité reçue de cette étoile est amplifiée selon des courbes déterminées par la géométrie de l'impact. La planète, en orbite autour de l'étoile-lentille, fournit une information supplémentaire, permettant de déterminer sa masse et sa distance à l'étoile. Cette technique permet d'observer des astres de masse même relativement faible comme des exoplanètes [Di Stefano, 2011] mais aussi beaucoup d'autres d'où son utilisation dans plusieurs domaines de l'astrophysique.

I.1.5 Méthode des transits primaires

La méthode de détection par transits primaires est basée sur l'étude de la luminosité de l'étoile. Le compagnon en orbite autour de son étoile hôte peut transiter devant le disque stellaire (figure I.1.2). En fonction de la position du compagnon sur son orbite autour de son étoile hôte, il est possible de mesurer des variations du flux de l'étoile lorsque le compagnon masque une partie du disque stellaire. Cependant, une telle configuration reste assez rare à observer sauf dans le cas d'un compagnon très proche de son étoile hôte. Deux missions spatiales récentes ont permis de détecter des planètes extrasolaires en utilisant cette technique (CoRoT et Kepler).

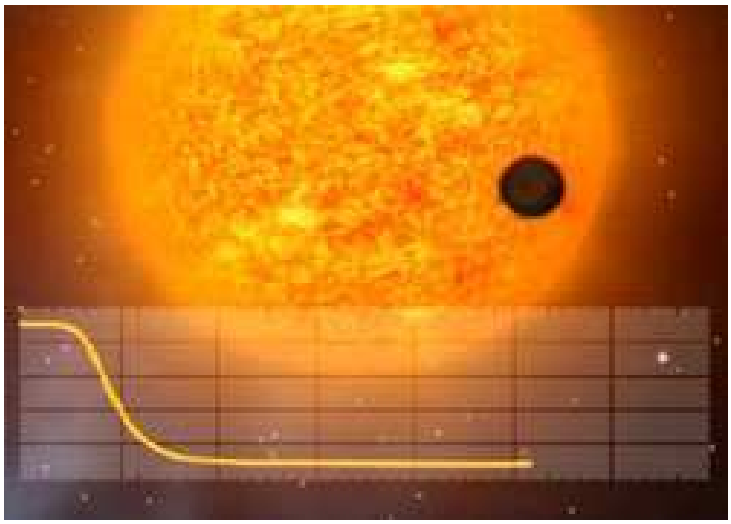

FIGURE I.1.2 – *Transit primaire. Le compagnon en orbite autour de son étoile hôte peut transiter devant le disque stellaire diminuant ainsi son flux. Crédits ESA.*

La mission CoRoT (COnvection, ROtation et Transits planétaires) est la première mission spatiale dédiée à la détection indirecte des exoplanètes par la méthode des transits [Barge et al., 2008]. Cette mission a été proposée par le CNES en 1996. Ce télescope de 27 cm de diamètre a été lancé le 27 décembre 2006. Les premières images ont été enregistrées dès janvier 2007. L'objectif de cet instrument est double. Il est capable d'observer plus de 112000 étoiles et permet ainsi dans un premier temps de faire de la photométrie stellaire, de la sismologie stellaire et d'étudier la structure interne de certaines étoiles. Il permet aussi de mieux comprendre les types d'étoiles susceptibles de former des systèmes planétaires. Son deuxième objectif est la détection d'exoplanètes par la méthode des transits. Ce télescope a permis d'observer différents types d'exoplanètes comme par exemple une super-Terre [Léger et al., 2009], dont la masse et le rayon ont été déterminés. Durant les cinq premières années de service, CoRoT a détecté 400 candidats exoplanètes (planètes ou étoiles doubles à éclipse), dont 25 sont déjà confirmés comme étant des exoplanètes. CoRoT est le premier système de détection de transit planétaire à avoir caractérisé la gamme complète des objets plus légers que les étoiles, des naines brunes à la première exoplanète rocheuse CoRoT-7b [Rouan et al., 2010].

Kepler est une mission spatiale de la NASA pour la détection d'exoplanètes par la méthode des transits [Borucki et al., 2003]. Ce télescope a un miroir primaire de 1,4 mètre de diamètre. Le but de la mission est d'étudier 100000 étoiles de la séquence principale pour rechercher des exoplanètes. Ce télescope spatial a été lancé le 7 mars 2009 et placé en orbite héliocentrique. Kepler a déjà détecté 1235 candidats au 2 février 2011, 17 sont confirmés comme étant des

exoplanètes. Kepler a permis pour la première fois la détection d'une planète avec un rayon de 2,4 fois celui de la Terre qui serait dans la zone habitable d'une étoile du type de notre Soleil [Borucki et al., 2012]. La zone habitable est la région autour de l'étoile où l'eau liquide peut exister à la surface de la planète. La largeur et la position de cette région dépendent du type spectral de l'étoile (donc de son flux) et de la composition de l'atmosphère de la planète (effet de serre).

I.1.6 Méthode des transits secondaires

La méthode des transits secondaires est une méthode qui mesure directement la lumière exoplanétaire. On mesure le flux du système non résolu {étoile+planète} en fonction du temps. Par exemple, lorsqu'une planète est eclipsée par son étoile, seul le flux de l'étoile est mesuré. En faisant la soustraction des deux, on mesure le flux provenant de la planète. On obtient alors la signature de la planète. La mission Spitzer, qui est un télescope spatial constitué d'un miroir de 0,85 mètre de diamètre, lancé le 25 août 2003 [Werner et al., 2004] a permis de mesurer les transits secondaires d'une poignée d'exoplanètes de type Jupiter chaud (voir par exemple Deming et al. [2011]).

I.1.7 Imagerie directe

La détection indirecte d'exoplanètes ne nous permet pas d'obtenir d'information sur les paramètres intrinsèques d'une planète comme sa température, la composition chimique de son atmosphère. En étudiant la lumière de la planète, il est possible d'accéder à ces informations. À l'exception de la méthode des transits secondaires, seule l'imagerie directe permet d'étudier en détail l'information spectrale provenant de la planète.

Chapitre I.2

L'imagerie directe d'exoplanètes

L'imagerie directe d'exoplanètes consiste à détecter les photons provenant de la planète de faible flux en orbite autour de son étoile hôte très brillante. Il faut combiner l'imagerie à haute résolution, l'imagerie haut contraste et des méthodes de traitements d'image afin de réaliser de telles détections. L'optique adaptative permet de corriger en temps réel les aberrations dynamiques qui limitent la résolution des télescopes terrestres. Il est ensuite nécessaire de rejeter le flux stellaire afin d'étudier son environnement. C'est l'objectif principal de l'imagerie haute dynamique qui utilise des apodiseurs en phase, en amplitude, ou encore la coronographie. Pendant ma thèse, j'ai utilisé un coronographe afin d'atténuer la lumière de l'étoile sans altérer celle du compagnon. Ce type d'instrument fonctionne dans des conditions optimales si les aberrations de phase et d'amplitude du faisceau sont nulles. Dans la réalité, de telles aberrations existent toujours et engendrent l'apparition de speckles en plan focal limitant la détection. L'image d'un éventuel compagnon est alors noyée dans ce champ de speckle. Un étage instrumental faisant appel aux techniques d'optique adaptative est requis pour les corriger.

Dans ce chapitre, je présente le principe de l'optique adaptative et de la coronographie. Je présente ensuite quelques solutions mises en place pour estimer et corriger les aberrations résiduelles afin de réduire le bruit de speckles en plan focal.

I.2.1 L'optique adaptative

I.2.1.1 La turbulence atmosphérique

En l'absence de turbulence atmosphérique, l'image d'une étoile observée au foyer d'un télescope serait une tache d'Airy (figure I.2.1 de gauche), la résolution théorique d'un télescope étant limitée par le phénomène de diffraction :

$$\text{Résolution} = \frac{\lambda}{D} \tag{I.2.1}$$

λ est la longueur d'onde considérée et D est le diamètre du télescope.

L'atmosphère est composée de plusieurs couches de températures différentes. Ces couches évoluent à des vitesses importantes. Cela engendre des mouvements d'air dans l'atmosphère. Se produit alors des mélanges turbulents à l'interface des couches. Ces mouvements se traduisent par des fluctuations aléatoires de densité et donc d'indice de réfraction de l'air. Localement s'opère des avances ou des retards de phases aléatoires dont l'effet global est une déformation du front

d'onde issu de la source lumineuse (l'étoile). La résolution du télescope au sol est alors le seeing :

$$\text{Seeing} = \frac{\lambda}{r_0} \tag{I.2.2}$$

r_0 est le paramètre de Fried qui représente la force des fluctuations de phase. Plus r_0 est petit, plus le front d'onde est perturbé. L'image de l'étoile observée au foyer du télescope n'est plus une tache d'Airy mais une tache étalée de speckles (figure I.2.1 de droite).

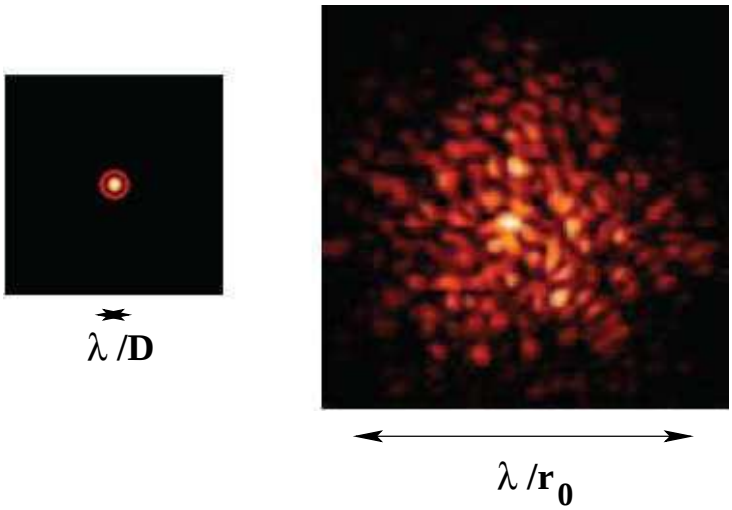

FIGURE I.2.1 – *Gauche : Image limitée par la diffraction. Droite : Image instantanée limitée par la turbulence atmosphérique.*

Une solution pour s'affranchir de ces aberrations dynamiques est d'utiliser un télescope spatial. Une autre solution, moins coûteuse, est d'utiliser un système d'optique adaptative dont le principe est de corriger en temps réel les erreurs de front d'onde engendrées par la turbulence atmosphérique. Cependant, les longueurs d'onde auxquelles on a accès ne sont pas les mêmes au sol et dans l'espace.

I.2.1.2 Correction par l'optique adaptative

L'optique adaptative est démontrée en astronomie dans les années 90 [Rousset et al., 1990, a]. Elle permet de corriger en temps réel les déformations d'un front d'onde perturbé par son passage au travers de l'atmosphère grâce à un miroir déformable. Un système d'optique adaptative se compose essentiellement d'un analyseur de surface d'onde, d'un calculateur temps réel qui assure le contrôle du système et d'un miroir déformable (figure I.2.2). L'analyseur de surface d'onde est conjugué au miroir déformable. Il mesure les déformations et un calculateur temps réel calcule, à partir de ces informations, les commandes à envoyer au miroir déformable pour que celui-ci les corrige.

Le flux lumineux est séparé en deux par une lame séparatrice. Une partie du faisceau est focalisée dans le plan du détecteur scientifique. L'autre partie est utilisée pour estimer les erreurs du front d'onde à l'aide de l'analyseur de surface d'onde. Après réflexion du faisceau sur le miroir déformable, l'image formée est presque telle que s'il n'y avait pas eu de dégradations. L'analyseur de surface d'onde estime les aberrations situées en amont de la lame séparatrice ainsi que les aberrations propres de la voie d'analyse situées après la lame séparatrice. Les aberrations de la

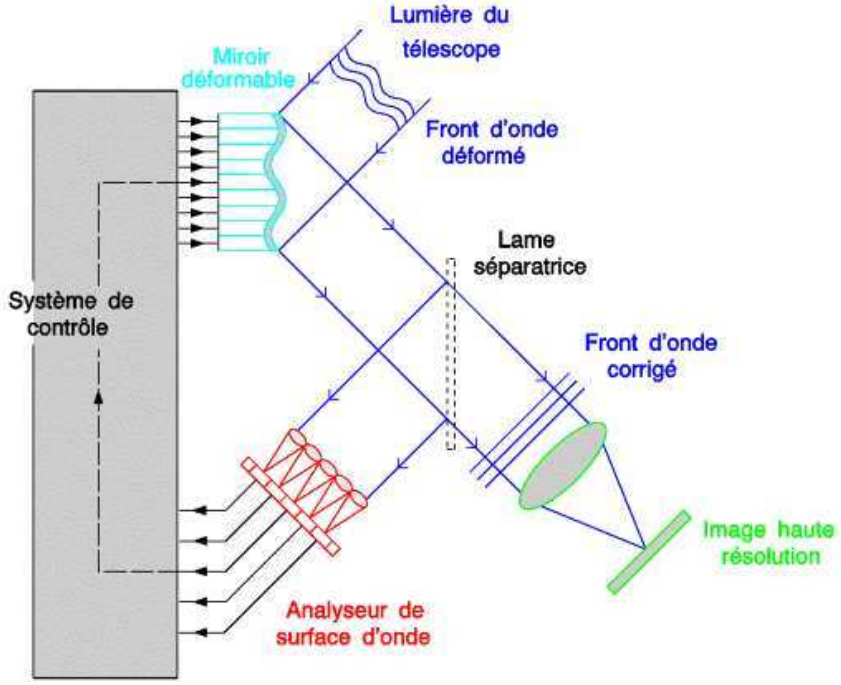

FIGURE I.2.2 – *Schéma de principe d'un système d'optique adaptative. L'analyseur de surface d'onde mesure les déformations du front d'onde. Un calculateur calcule en temps réel les commandes à envoyer au miroir déformable pour corriger le front d'onde.*

voie d'analyse sont corrigées à tort. Cette correction dégrade donc légèrement la performance. De plus, les aberrations situées dans la voie d'imagerie après la lame séparatrice ne sont pas vues par l'analyseur et donc ne sont pas estimées et par conséquence, pas corrigées. On les appelle les aberrations différentielles ou aberrations non communes, des techniques spécifiques d'étalonnage sont nécessaires pour s'en affranchir [Sauvage et al., 2007].

Les principaux composants d'une optique adaptative sont détaillés dans le livre de [Roddier, 1999]. Je présente dans la suite l'analyseur de type Shack-Hartmann et quelques miroirs déformables. Je présente le formalisme utilisé pour la correction du front d'onde et la définition de la matrice d'interaction.

I.2.1.2.1 L'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann

Je présente ici un analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann [Shack & Platt, 1971]. Ce type d'analyseur est très couramment utilisé en optique adaptative. Il permet de déterminer les pentes locales du front d'onde incident. Un schéma de ce type d'analyseur est donné par la figure I.2.3. Un Shack-Hartmann est composé d'une matrice de micro-lentilles et d'un capteur CCD situé dans le plan focal de la matrice de micro-lentilles. En éclairant ce système par un faisceau collimaté, chaque micro-lentille génère sur le capteur une image. La position de cette image varie en fonction de la déformation locale du front d'onde, autour de sa position de référence qui correspond à un front d'onde non déformé. La mesure du déplacement (x, y) du point de focalisation nous donne accès à la pente locale du front d'onde. La pente locale (ou

l'angle d'arrivée α_x, α_y) et la phase ϕ sont liées par les relations suivantes [Rousset, 1999] :

$$\frac{x}{G.f_{ml}} = \alpha_x = \frac{\lambda}{2\pi S}\int\int \frac{\partial\phi}{\partial x}dxdy \tag{I.2.3}$$

$$\frac{y}{G.f_{ml}} = \alpha_y = \frac{\lambda}{2\pi S}\int\int \frac{\partial\phi}{\partial y}dxdy \tag{I.2.4}$$

où G désigne le grandissement, f_{ml} la focale des micro-lentilles, S la surface de la sous-pupille.

J'utilise ce type d'analyseur lors de certains tests en laboratoire sur le banc THD.

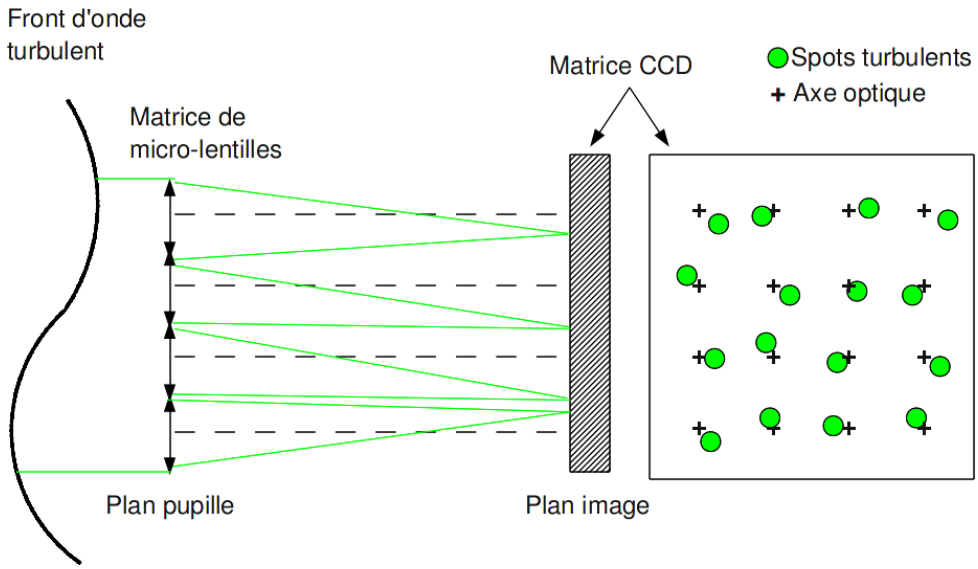

FIGURE I.2.3 – *Schéma de principe de l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann.*

I.2.1.2.2 Définition d'un miroir déformable

À partir de ces mesures, on peut reconstruire la phase aberrante vue par l'analyseur. Il est alors possible de compenser ces aberrations en contrôlant la surface d'un miroir déformable afin de minimiser les pentes locales. Si l'instrument est bien étalonné, alors la surface d'onde est corrigée. La membrane de ce miroir se déforme donc de façon opposée au front d'onde turbulent. Je présente les caractéristiques d'un miroir déformable en donnant quelques définitions.

Le pas interactionneur : C'est la distance entre deux actionneurs.

La fonction d'influence : Elle décrit la déformation du front d'onde associée à l'action d'un seul actionneur, pour une commande unitaire. En appliquant une commande connue sur un actionneur, on peut enregistrer la déformation du miroir sur un analyseur à haute définition comme un interféromètre. On a alors la réponse en surface d'onde d'un actionneur, c'est la fonction d'influence de l'actionneur considéré. En effectuant ceci sur chacun des actionneurs, on obtient l'ensemble des fonctions d'influence du miroir déformable.

Le couplage mécanique : Il définit l'influence qu'a chaque actionneur sur son voisin, il permet de connaître le mouvement de la surface du miroir à l'aplomb d'un actionneur lorsqu'on déplace son voisin.

La course par actionneur : En anglais appelée *stroke*, c'est le déplacement maximum des actionneurs. La course définit ainsi la déformation maximale de la surface du miroir (déformation peak to valley).

I.2.1.2.3 Le miroir déformable à empilement de piézo-électriques

Les miroirs déformables à actionneurs de piézo-électriques sont très souvent utilisés. Ils furent utilisés sur le premier système d'optique adaptative astronomique COME-ON [Rousset et al., 1990, b] de l'ESO (European Southern Observatory) à la Silla au Chili. Un exemple de ce type de miroir déformable est représenté schématiquement et en photo dans la figure I.2.4. Il est constitué d'une plaque réflechissante qui se déforme quand on déplace les actionneurs. Ceux-ci sont constitués d'empilements piézo-électriques qui se contractent ou se dilatent lors de l'application de tensions de commande. Le pas inter-actionneurs de ces miroirs déformables est de l'ordre de quelques millimètres. Le système NAOS du VLT (Very Large Telescope) est équipé d'un tel miroir [Rousset et al., 2003]. Ce sont des miroirs à grande bande passante temporelle, quelques

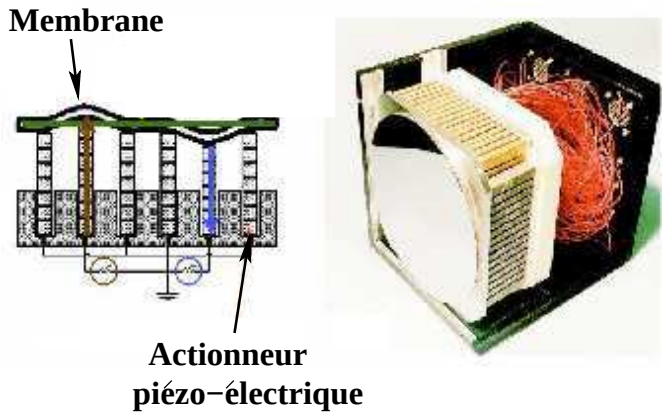

FIGURE I.2.4 – *Miroir déformable à empilements de piézo-électriques. Crédit Cilas.*

KHz, et de bonne qualité optique (l'épaisseur du miroir étant de quelques mm).

I.2.1.2.4 Le miroir déformable électrostatique MEMS

Les miroirs électrostatiques peuvent être à membrane continue ou segmentée. Celle-ci est fixée sur une matrice d'actionneurs électrostatiques via des points d'attache d'environ quelques μm de longueur (figure I.2.5).

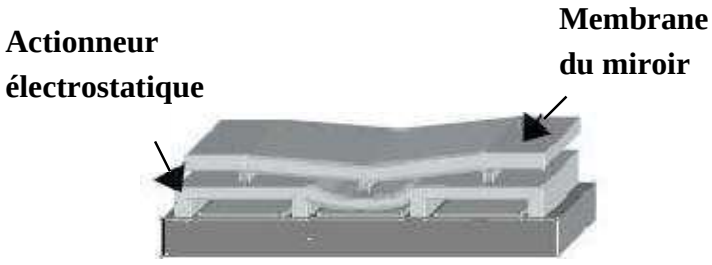

FIGURE I.2.5 – *Schéma d'un miroir déformable électrostatique.*

La membrane sert d'électrode supérieure. L'électrode inférieure est une couche de silicium. En appliquant une tension entre ces deux électrodes, la membrane subit une déflection et se rapproche de la couche de silicium [Cornelissen et al., 2010]. Un couplage mécanique apparaît à cause des points d'attache. Cette technologie permet de créer des miroirs avec un grand nombre d'actionneurs sur de petites surfaces (ordre de grandeur 1cm^2 pour 1000 actionneurs). Ces miroirs

présentent l'avantage d'être moins coûteux, pour un même nombre d'actionneurs que les miroirs à empilements de piézo-électriques. La qualité optique peut être assez bonne mais avec des effets de "print through" créant des hautes fréquences spatiales. La bande passante est aussi de quelques KHz.

Lors des expériences en laboratoire, j'utilise un miroir déformable électrostatique constitué de 32x32 actionneurs de la société Boston Micromachines de ce type. J'ai aussi été amenée à utiliser un autre type de miroir déformable électrostatique comportant 37 actionneurs de la société OKO.

I.2.1.2.5 Les matrices d'interaction et de commande

Pour corriger un front d'onde turbulent, il faut convertir les mesures enregistrées par l'analyseur de surface d'onde en commandes de correction et les appliquer sur le miroir déformable. Il existe déjà une relation entre les commandes appliquées au miroir déformable pour modifier la forme de sa surface et le front d'onde induit par cette déformation. On passe de la matrice de commande au front d'onde via les fonctions d'influence. Les fonctions d'influence sont les surfaces créées par le miroir déformable quand on pousse ou tire sur chaque actionneur. Ainsi, pour connaître précisément la correction apportée, il est nécessaire de les étalonner. Ceci se fait en utilisant par exemple un interféromètre haute résolution comme un Zygo.

Cependant, sur une expérience d'optique adaptative, la connaissance explicite des fonctions d'influence n'est pas absolument nécessaire. Par contre, du point de vue pratique, il est fondamental d'enregistrer la "relation optique" qui existe entre le miroir déformable et l'analyseur de front d'onde. Cette relation ne peut pas être connue théoriquement à partir des caractéristiques optiques du banc du fait des erreurs de fabrication des pièces optiques, des défauts résiduels d'alignement et des aberrations diverses. Il est donc nécessaire d'étalonner sur le banc lui-même cette relation : c'est la matrice d'interaction [Boyer et al., 1990] notée M_{int}. C'est une étape clef de la mise en oeuvre d'une optique adaptative. La matrice d'interaction représente la réponse de l'analyseur quand on applique une commande unitaire sur l'ensemble des actionneurs. Pour la construire, on applique par exemple une commande U qui vaut 1 par actionneur i et zéro pour les autres. On enregistre alors la mesure Y_i correspondante sur l'analyseur. Il s'agit alors de la réponse de l'analyseur à la commande de l'unique actionneur i. On construit la matrice d'interaction résultant de la concaténation de ces vecteurs mesures en passant en revue tous les actionneurs :

$$M_{int} = Y_1 ... Y_i, ... Y_N, \quad \text{N : nombre total d'actionneurs} \tag{I.2.5}$$

Alors, pour toute commande quelconque appliquée au miroir, on peut déduire le vecteur de mesure Y correspondant :

$$Y = M_{int}.U \tag{I.2.6}$$

Pour pouvoir commander le miroir déformable directement à partir des mesures, il faut inverser la relation I.2.6. Différentes techniques existent, je ne présente ici que la plus simple. On cherche les commandes de correction U_{corr} à appliquer au miroir déformable pour minimiser aux moindres carrés la distance à la mesure du front d'onde par l'analyseur. La solution est donnée par une inverse généralisée de la matrice d'interaction. On obtient la matrice de commande M_{com} :

$$M_{com} = (M_{int}^T.M_{int})^\dagger.M_{int} \tag{I.2.7}$$

où ^{T} représente la fonction transposée. $M_{int}^T.M_{int}$ est une matrice carrée qui n'est pas forcément inversible. Elle peut avoir des valeurs propres nulles ou très faibles qui correspondent à des modes propres non vus ou mal vus. Le rapport de la valeur propre la plus élevée sur la plus faible est alors important et, par conséquent, le bruit de mesure se propage au travers de ces modes mal

vus de manière rédhibitoire. Pour inverser la matrice $M_{int}^T.M_{int}$, on la décompose en valeurs singulières et on filtre les modes propres mal vus. Cela revient à effectuer une troncature de la base de modes, on fixe à zéro l'inverse des valeurs singulières trop faibles. On effectue alors une inverse généralisée représentée par le symbole †. Avec la matrice de commande, on a accès aux tensions de correction U_{corr} à partir des mesures du front d'onde Y_{turb} :

$$U_{corr} = -M_{com}.Y_{turb} \tag{I.2.8}$$

La correction appliquée au miroir déformable correspond à l'opposé de la déformation du front d'onde, d'où le signe négatif.

I.2.1.2.6 La loi de commande

L'optique adaptative fonctionnant en boucle fermée, l'analyseur ne mesure que l'erreur sur le front d'onde courant du fait de son évolution temporelle par rapport à la forme du miroir. Aussi, le vecteur de mesure conduit à calculer, par l'équation I.2.8, un incrément de tension δU_j à l'itération j. Pour trouver la nouvelle commande U_{j+1} à appliquer, il faut donc "additionner" cet incrément à la commande précédante U_j. Ainsi la loi de commande couramment utilisée est la commande intégrateur définie par :

$$U_{j+1} = U_j + g\delta U_j \tag{I.2.9}$$

où g est le gain de l'intégrateur avec :

$$\delta U_j = -M_{com}.Y_j \tag{I.2.10}$$

Y_j représente les mesures du front d'onde à l'itération j.

Les commandes appliquées au miroir déformable que j'ai utilisé pendant ma thèse sont des tensions, je parle donc indifféremment de tensions ou de commandes dans la suite pour le vecteur U_j.

I.2.1.2.7 La mise à plat des miroirs déformables

À cause de la sensibilité à la température du miroir mince constituant le miroir déformable et de défauts de polissage, il peut être nécessaire de connaître le vecteur tensions à appliquer (appelé aussi *tensions d'offset*) pour "mettre à plat" le miroir déformable. Par ailleurs, un banc d'optique n'est jamais parfait et les défauts d'alignement et les aberrations propres des pièces optiques dégradent la qualité de l'image qui peut être obtenue. On cherche donc grâce à la mesure par l'analyseur à déterminer un vecteur de tensions de "mise à plat" qui incluera les défauts du miroir et du banc et qui permettra d'obtenir en sortie une très bonne qualité optique sur source artificielle interne.

I.2.2 Coronographie

Même dans le cas d'une correction parfaite du front d'onde par optique adaptative, la détection d'objet faiblement lumineux dans l'environnement immédiat de l'étoile est limitée par les ailes de la diffraction de la fonction d'étalement de point du télescope (dans la suite, je note *PSF* pour Point Spread Function, la fonction d'étalement du point). Afin de distinguer l'image d'un éventuel compagnon, il est donc primordial de réduire le flux stellaire. C'est le but de la cronographie dont je présente le principe général dans cette section. Je présente d'abord le coronographe

de Lyot. Il s'agit d'un coronographe qu'on nomme parfois d'amplitude car il n'agit que sur l'amplitude du faisceau lumineux. Lors de ma thèse, j'ai simulé et utilisé un coronographe agissant sur la phase : le coronographe à masque de phase à quatre quadrants [Rouan et al., 2000] que je présente dans un deuxième temps.

I.2.2.1 Le coronographe de Lyot

Un phénomène naturel de coronographie est observé lors d'une éclipse totale de soleil par la lune. Celle-ci bloque la lumière très intense de la photosphère et permet d'observer la couronne solaire qui est beaucoup plus faible en intensité. Cette couronne n'est pas observable en tant normal sans instrument car elle est noyée dans la luminosité de la photosphère. Bernard Lyot propose en 1932 le coronographe qui porte son nom afin d'étudier la couronne solaire sans attendre une éclipse du Soleil. Le coronographe de Lyot a été appliqué aux observations stellaires à partir des années 90 (voir par exemple Golimowski et al. [1993]; Beuzit et al. [1997]; Schneider et al. [1998]). Le principe de ce coronographe est schématisé sur la figure I.2.6. On considère que la

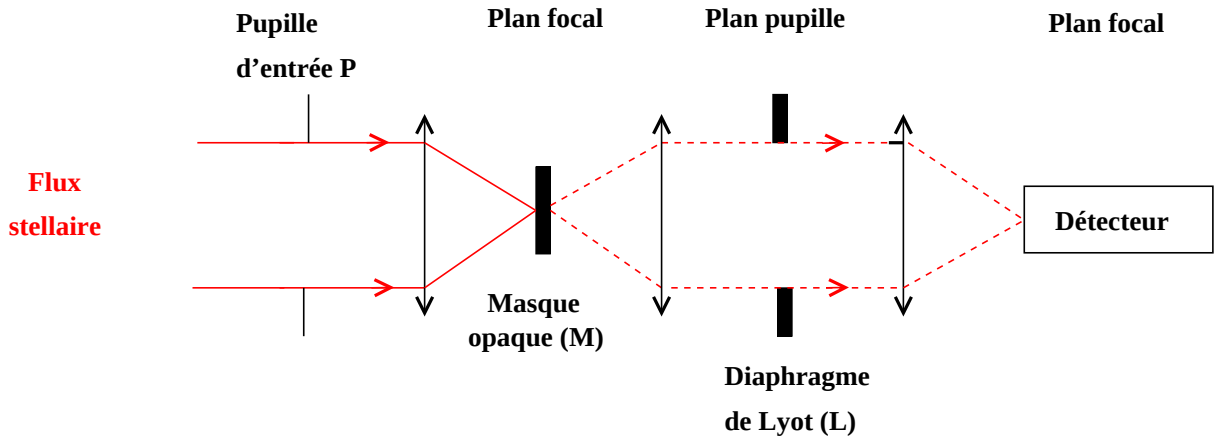

FIGURE I.2.6 – *Schéma de principe du coronographe de Lyot. Le faisceau collimaté issu du télescope converge en plan focal sur le masque opaque (M). Lorsque l'étoile est centrée sur le masque, une grande partie de la lumière est rejetée en dehors de la pupille dans le plan du diaphragme de Lyot (L). Ce dernier, légèrement sous dimensionné, réduit les effets de diffraction. En plan focal suivant, le flux stellaire est fortement atténué.*

lumière stellaire est issue du télescope d'observation et qu'on reforme une image de la pupille du télescope dans un faisceau collimaté. À l'aide d'une optique, le faisceau lumineux converge en plan focal sur le masque coronographique occultant. Lorsque l'étoile est centrée sur le masque, une grande partie de la lumière est rejetée en dehors de la pupille dans le plan pupille suivant. En plaçant un diaphragme légèrement sous dimensionné par rapport à la pupille, appelé *diaphragme de Lyot*, dans ce plan pupille, on minimise les effets de diffraction [Malbet, 1996]. Ainsi, dans le plan focal final (plan du détecteur), le flux stellaire est fortement réduit.

Par la suite différents types de coronographes et techniques d'apodisation ont été développés pour étudier directement les planètes extrasolaires et les disques exoplanétaires proches d'une étoile brillante, comme par exemple, le coronographe de Lyot apodisé [Aime et al., 2002; Aime, 2005; Soummer et al., 2005; Martinez et al., 2007], le coronographe à masque de phase dit de Roddier [Roddier & Roddier, 1997] et ses variantes [Soummer et al., 2003], l'apodisation de pupille [Kasdin et al., 2003; Vanderbei et al., 2003; Guyon et al., 2005], le coronographe à masque de phase annulaire [Mawet et al., 2005].

I.2.2.2 Le coronographe à quatre quadrants

Dans ma thèse, j'utilise un coronographe à masque de phase à quatre quadrants [Rouan et al., 2000] (figure I.2.7). Le principe optique de ce coronographe est très similaire à celui du coronographe de Lyot à la différence que le masque en plan focal est un masque de phase. Il est composé de quatre quadrants. Deux des quadrants, dans la diagonale, déphasent de π le faisceau lumineux alors que les deux quadrants dans l'autre diagonale ne déphasent pas le faisceau. Le flux stellaire passe au travers de la pupille d'entrée P. À l'aide d'une optique convergente, on focalise le faisceau au centre du masque de phase à quatre quadrants. En considérant une pupille circulaire sans obstruction centrale, en l'absence d'aberrations, pour un masque infini et un coronographe à quatre quadrants parfait, on peut montrer que le champ électrique s'annule totalement à l'intérieur de la pupille formée en aval du coronographe [Rouan et al., 2002; Abe et al., 2003; Lloyd et al., 2003]. En d'autres termes, le masque coronographique M en plan focal rejette la totalité de la lumière stellaire en dehors de la pupille dans le plan pupille suivant. Ce flux est diffracté sur des directions particulières en dehors de la pupille, dans les directions des transitions du masque focal (figure I.2.7). Afin de s'affranchir des phénomènes de diffraction de la lumière stellaire, on ajoute dans ce plan pupille un diaphragme de Lyot L qui arrête la totalité de la lumière rejetée par le masque. Ainsi, dans le plan focal suivant où se trouve le détecteur, l'intensité de l'étoile centrale enregistrée est théoriquement nulle. L'image d'un compagnon hors axe, dans le premier plan focal, se trouve sur un seul des quatre quadrants du masque M et est très peu affectée par le masque. Sa lumière se trouve à l'intérieur du diaphragme de Lyot L dans le plan pupille suivant et son image sur le détecteur n'est pas atténuée.

Les masques de phase à quatre quadrants utilisés à ce jour sont généralement chromatiques car optimisés pour une longueur d'onde λ [Riaud et al., 2003]. Ce coronographe à quatre quadrants peut être utilisé pour l'imagerie directe d'exoplanètes mais il faut pour cela le rendre achromatique. Une solution est d'utiliser un coronographe à quatre quadrants à masque de phase à étages multiples [Baudoz et al., 2010, a; Galicher et al., 2011]. Le principe consiste à utiliser plusieurs coronographes à quatres quadrants en cascade optimisés pour des longueurs d'onde différentes. Une autre solution est d'achromatiser les déphasages des quadrants par biréfringence par exemple [Mawet et al., 2006].

Deux coronographes à quatre quadrants sont installés sur le VLT [Boccaletti et al., 2004] dans l'instrument d'imagerie en infrarouge utilisant l'optique adaptative (NaCo).

I.2.2.3 Atténuation et contraste d'un coronographe

Je définis dans cette section deux métriques qui vont me permettre de mesurer les performances, en terme de réduction de l'intensité de l'étoile, dans le reste du manuscrit.

Je définis l'atténuation A du coronographe comme étant le rapport du maximum d'intensité de l'image non coronographiée notée I_{nc} et du maximum d'intensité de l'image coronographiée I_c (les intensités I_{nc} et I_c sont enregistrées dans le plan focal final et sont toutes les deux filtrées en plan pupille par le diaphragme de Lyot) :

$$A = \frac{\max(I_{nc})}{\max(I_c)} \tag{I.2.11}$$

Dans la suite de mon manuscrit, je parle aussi de contraste entre l'étoile et son compagnon. Je définis le contraste comme le rapport du maximum de l'intensité lumineuse de l'image de l'étoile non coronographiée I_{nc} et de l'intensité de l'image coronographiée à une distance angulaire x (en

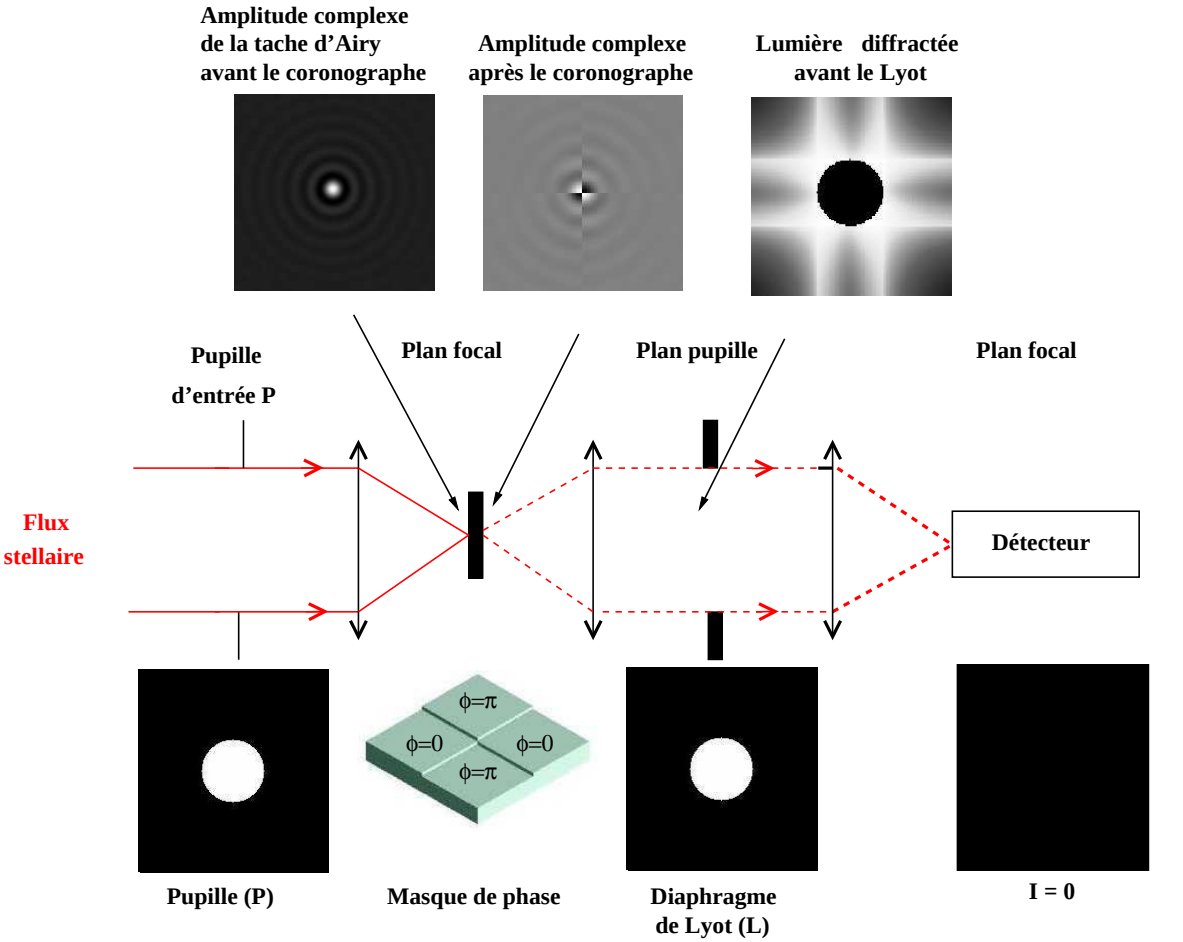

FIGURE I.2.7 – *Schéma de principe du coronographe à masque de phase à quatre quadrants.*

λ/D). Je note C le contraste :

$$C(x) = \frac{\max(I_{nc})}{I_c(x)} \tag{I.2.12}$$

I.2.2.4 Impact des aberrations

Un coronographe atteint sa performance optimale quand le front d'onde incident est parfaitement plan. Les aberrations de phase et d'amplitude diminuent donc les performances d'un coronographe. S'il y a des aberrations, une partie de la lumière stellaire est diffractée à travers le système coronographique et crée un champ de speckles dans le plan du détecteur (figure I.2.8). Ces speckles limitent la détection d'un éventuel compagnon car son image peut être noyée dans ce champ de speckles. Il faut alors estimer ces aberrations et les corriger ou alors étalonner le champ de speckles et le soustraire à l'image enregistrée pour extraire l'image d'une source hors axe faible (exoplanète par exemple) ou d'une source étendue faible (disque).

I.2.3 Mesure et correction des erreurs de tip-tilt

Un problème récurrent rencontré en coronographie est le centrage du faisceau sur le masque coronographique. En effet, les coronographes utilisés sont très sensibles à la position du faisceau.

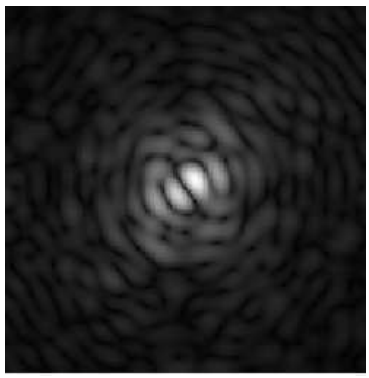

FIGURE I.2.8 – *Champ de speckles en plan focal causé par les aberrations statiques et le résidu de l'optique adaptative.* $\phi = 20$ *nm rms,* $\lambda = 800$ *nm,* $D = 64$ *pixels.*

Des erreurs de tip-tilt en amont du coronographe entraînent un mauvais positionnement de l'image par rapport au masque coronographique en plan focal et dégradent donc la performance du coronographe [Lloyd & Sivaramakrishnan, 2005]. Or, les erreurs de pointage sur les télescopes spatiaux ou les aberrations de tip-tilt sur les télescopes au sol sont généralement les erreurs de phase dominantes. Il est donc primordial de stabiliser le faisceau afin de réduire les erreurs de tip-tilt. Des analyseurs spécifiques à la mesure du tip-tilt sont développés dans le cadre des différents instruments dédiés à l'imagerie à haute dynamique. Je présente les différentes techniques proposées pour le télescope Subaru, SPHERE et GPI dans les sections I.3.3.1, I.3.3.2 et I.3.3.3. Je présente également une solution novatrice et simple pour mesurer le tip-tilt dans les images coronographiques dans la partie IV de ma thèse. Je montrerai des tests de laboratoire de cette technique dans cette même partie.

I.2.4 Mesure et suppression des speckles

Au-delà du tip-tilt, il est essentiel de corriger les autres aberrations de phase pour atteindre la performance optimale du coronographe. Je vais donc rappeler ci-dessous les particularités de la correction du front d'onde appliquée à la coronographie et décrire différentes méthodes de mesure des défauts qui ont été proposées dans le contexte de la détection de planètes extrasolaires.

I.2.4.1 La zone de correction ou le Dark Hole

En utilisant des analyseurs spécifiques, il est possible d'estimer les défauts de phase et de les corriger en utilisant le principe de l'optique adaptative. Le bruit de speckles est ainsi réduit et peut permettre la détection de planètes extrasolaires. La zone de correction des speckles en plan focal est définie par le nombre d'actionneurs du miroir déformable. En anglais, cette zone est appelée *Dark Hole*. En considérant, par exemple, un miroir déformable à maillage carré constitué de NxN actionneurs (N actionneurs dans le diamètre D de la pupille), on parvient à corriger les speckles dans une zone carrée de taille $N\lambda/D$x$N\lambda/D$. La figure I.2.9 représente la zone de correction de deux miroirs déformables comportants 32x32 actionneurs et 64x64 actionneurs dans le cas d'un coronographe parfait (Ces deux figures sont extraites de la thèse de Galicher [2009]).

Une position dans le plan focal (champ de speckles) correspond à une fréquence spatiale en plan pupille. La correction des speckles est meilleure pour un miroir déformable comportant un plus grand nombre d'actionneurs car plus de fréquences spatiales des aberrations du plan pupille

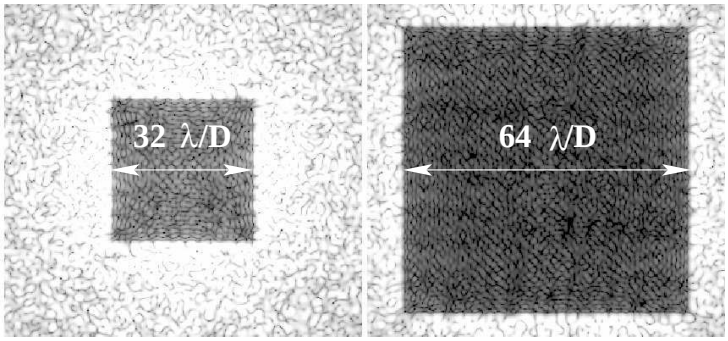

FIGURE I.2.9 – *Gauche : Zone de correction d'un miroir déformable à maillage carré comportant* 32^2 *actionneurs. Droite : Zone de correction d'un miroir déformable à maillage carré comportant* 64^2 *actionneurs. Cas d'un coronographe parfait.*

sont corrigées. Ceci est visible sur la figure I.2.9. La zone de correction est plus sombre dans le cas où le miroir déformable est constitué de 64x64 actionneurs, les aberrations statiques sont mieux corrigées dans ce cas et le bruit de speckles est plus faible.

Dans le cadre de la détection directe d'exoplanètes, on utilise des systèmes d'optique adaptative comportant un très grand nombre d'actionneurs (41x41 actionneurs pour l'instrument SPHERE par exemple). On parle alors d'optique adaptative extrême. Un exemple de PSF typique en optique adaptative extrême révélant la fréquence de coupure du miroir déformable est donné sur la figure I.2.10. Elle a été obtenue avec le secondaire adaptatif à 672 actionneurs du LBT (Large Binocular Telescope) [Esposito et al., 2010]. On observe le disque sombre centré correspondant à la zone de correction du miroir déformable dans laquelle est présente la tache d'Airy car ici, il n'y a pas de coronographe.

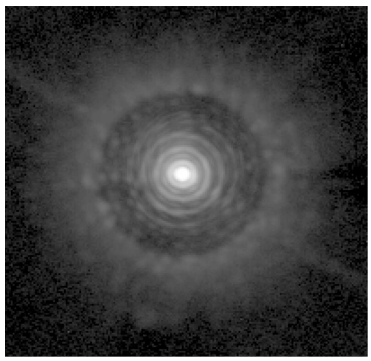

FIGURE I.2.10 – *PSF de l'instrument d'optique adaptative du LBT avec secondaire déformable à 672 actionneurs obtenue dans la longueur d'onde H (seeing* $0.9''$*, strehl ratio*$> 80\%$*).*

La correction du front d'onde au sol reste limitée par la fréquence temporelle de correction de la turbulence atmosphérique. C'est une des raisons pour lesquelles une grande partie des études de mesure et de correction de phase ont été menées dans le cadre de missions spatiales où l'amplitude et la fréquence des aberrations à corriger sont plus favorables.

I.2.4.2 Mesure des speckles en plan focal

Malbet et al. [1995] montre que la phase qui doit être envoyée au miroir déformable pour

minimiser le flux résiduel dans le Dark Hole n'est pas celle mesurée de manière classique dans une optique adaptative. Il propose un algorithme non linéaire et itératif permettant d'optimiser la soustraction des speckles dans le Dark Hole à partir d'une mesure du champ de speckle en plan focal. La plupart des techniques de mesures des défauts proposées par la suite sont des méthodes de mesure en plan focal.

La mesure des défauts à corriger est directement faite sur l'intensité mesurée en plan focal. L'amplitude des speckles est bien contrainte dans sa mesure mais la phase reste inconnue ou mal connue et des itérations sont nécessaires. Give'on et al. [2003]; Bordé & Traub [2006] proposent des améliorations à la méthode en minimisant le nombre d'images utilisées pour converger vers le Dark Hole.

D'autres solutions de mesures des speckles dans le plan focal ont été proposées. J'en décris trois ci-dessous qui utilisent toutes des techniques d'interférométrie pour mesurer la phase des speckles.

I.2.4.3 Coronagraphic interferometer

[Codona & Angel, 2004] proposent d'utiliser la cohérence des speckles afin de les moduler temporellement en plan focal. Cette modulation est introduite par l'intermédiaire d'un interféromètre de type Mach Zender modifié pour faire interférer les speckles avec une partie de la lumière stellaire (figure I.2.11). Cette modulation permet de mesurer la phase des speckles. Le

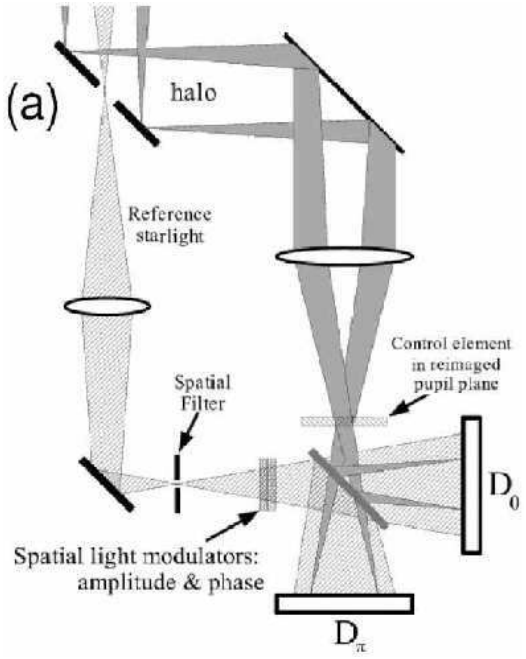

FIGURE I.2.11 – *Schéma de principe de l'interféromètre coronographique. Le faisceau issu du télescope (arrivant du haut) est coronographié par un miroir troué en son centre. Le flux passant au travers du trou du coronographe est utilisé comme faisceau de référence et ne contient que des photons stellaires. Ce faisceau est ensuite spatialement filtré. La partie du faisceau réfléchi par le coronographe est constitué du résidu stellaire coronographique et des photons du compagnon. Une recombinaison de type Michelson de ces deux faisceaux fournit deux images interférométriques D_0 et D_π. La comparaison des intensités de chaque speckle permet en théorie de mesurer la phase des speckles. Figure extraite de Codona & Angel [2004].*

faisceau issu du télescope (arrivant du haut) est coronographié par un miroir troué en son centre. Le flux passant au travers du trou du coronographe est utilisé comme faisceau de référence et ne contient que des photons stellaires. Ce faisceau est ensuite spatialement filtré. La partie du faisceau réfléchi par le coronographe est constitué du résidu stellaire coronographique et des photons du compagnon. Une recombinaison de type Michelson de ces deux faisceaux fournit deux images interférométriques D_0 et D_π. La comparaison des intensités de chaque speckle dans ces deux images permet en théorie de mesurer la phase des speckles.

I.2.4.4 Mesure de la phase avec deux coronographes vortex en cascade

Serabyn et al. [2011] proposent une méthode afin de mesurer directement la phase des speckles en plan focal en utilisant deux coronographes vortex en cascade qui minimisent les résidus coronographiques en présence d'une obstruction centrale de diamètre d. La distribution d'intensité résiduelle dans le second plan de Lyot de ce coronographe est constituée de deux parties distinctes :

- La lumière stellaire résiduelle est principalement localisée dans un diamètre d avec une distribution uniforme et un flux proportionnel à $\left(\frac{d}{D}\right)^2$ (figure I.2.12, disque rouge).
- La lumière résiduelle située dans un anneau de diamètres intérieur d et extérieur D (figure I.2.12, anneau bleu hachuré) forme un faisceau d'intensité faible $\left(\left(\frac{d}{D}\right)^4\right)$.

Les deux faisceaux concentriques font apparaître deux contributions de tailles différentes en plan focal sur la largeur $\frac{\lambda}{d}$. Le résidu de faible intensité est concentré dans une PSF de largeur $\frac{\lambda}{D}$ centrée (figure I.2.12, pic bleu). Le résidu provenant de la zone centrale s'étale sur une largeur $\frac{\lambda}{d}$ (figure I.2.12, en rouge) et peut être modulé par un piston ϕ afin de mesurer la phase des speckles en plan focal. La figure I.2.12 décrit le cas où la phase en entrée du coronographe est formée d'une seule phase sinusoïdale qui crée un couple de speckles en plan image (s^* et s en gris). L'interférence entre ces speckles et la diffraction de la partie centrale de la pupille (rouge) pour plusieurs pistons ϕ permet de mesurer la phase de ces speckles.

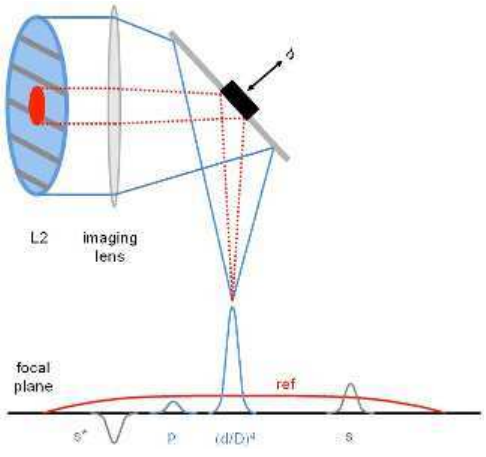

FIGURE I.2.12 – *Étalonnage des speckles en utilisant deux coronographes vortex en cascade. 4 contributions : résidu au niveau de l'obstruction centrale utilisé comme référence (en rouge). résidu provenant des aberrations de phase (s^* et s en gris) dans l'anneau, résidu stellaire (en bleu) et planète (p, en bleu). Figure extraite de Serabyn et al. [2011].*

I.2.5 Imagerie différentielle

Il n'est pas toujours possible de corriger les aberrations avec un miroir déformable ou plus prosaïquement, la correction n'est pas parfaite et il reste des speckles résiduels en plan focal. Dans ce cas, différentes techniques de traitement de données ont été proposées afin de discriminer l'image d'une planète des speckles stellaires. Ces techniques qu'on appelle souvent imagerie différentielle consistent, de manière simplifiée à trouver un critère qui distingue l'image de la planète des speckles. Par exemple, si la planète contient des éléments chimiques non présents dans l'étoile, une analyse spectrale peut permettre de distinguer la planète de l'étoile. Le critère pris en compte ici est alors un critère spectral. Différents critères ont été proposés et/ou mis en oeuvre sur les télescopes. Je présente dans la suite certaines de ces méthodes.

I.2.5.1 Imagerie différentielle angulaire

L'imagerie différentielle angulaire permet de réduire le bruit de speckles statiques en utilisant un critère basé sur le mouvement de la planète avec la rotation de champ du télescope par rapport aux speckles introduits par le télescope et qui restent quasiment fixes. C. Marois en propose une définition [Marois et al., 2006] : *Une séquence d'images est enregistrée en utilisant un télescope altitude/azimutal dont le dérotateur de champ est éteint. Ainsi, les optiques du télescope et de l'instrument restent alignés pendant que le champ de vue effectue des rotations entre les images enregistrées. Pour chaque série d'images, une image de référence (image de la PSF) est construite et soustraite pour supprimer la structure de la PSF quasi-statique. Toutes ces soustractions sont alors alignées par rotation afin de compenser la rotation du champ et combinées. Les speckles quasi-statiques ayant été soustraits en partie par l'image de référence ainsi construite, les performances de détection d'une planète sont améliorées.*

I.2.5.2 Imagerie différentielle spectrale

L'imagerie différentielle spectrale [Racine et al., 1999] consiste à séparer le faisceau coronographique en deux faisceaux (ou plus) de longueurs d'onde différentes à l'aide de filtres [Marois et al., 2000]. Ces filtres sont choisis de telle sorte que le flux de la planète soit très différent dans les deux filtres, par exemple en choisissant un filtre centré sur une bande d'absorption de l'atmosphère planétaire. Une comparaison des deux images permet de mettre en évidence la présence au milieu des speckles stellaires, de l'image de la planète dont le flux varie entre les deux filtres. Il est nécessaire de remettre à la bonne échelle une des deux images car la taille des PSF dépend de la longueur d'onde. Il faut aussi que les deux images soient centrées avec précision. Optiquement, deux voies sont nécessaires pour réaliser l'imagerie différentielle spectrale. Les aberrations non communes doivent donc être minimales afin d'optimiser les performances [Cavarroc et al., 2006; Sauvage et al., 2006].

Dans le cas de la détection de planètes de type Jupiter ou des naines brunes, on choisit un filtre sur le continuum et un autre sur la bande d'absorption possible de l'atmosphère de la planète, par exemple le méthane pour les géantes gazeuses. La planète est alors quasiment non détectable dans la bande d'absoption.

I.2.5.3 Imagerie différentielle polarimétrique

Une autre méthode consiste à utiliser le fait que la lumière d'une planète peut être partiellement polarisée alors que celle de l'étoile hôte ne l'est pas. En séparant le faisceau selon deux polarisations croisées il est possible d'extraire l'image du compagnon [Baba & Murakami, 2003].

I.2.5.4 Modulation temporelle des speckles

Certaines techniques d'imagerie différentielle utilisent des systèmes interférométriques. On dit qu'elles sont basées sur la cohérence. Guyon [2004] propose une méthode pour moduler temporellement les speckles stellaires en plan focal afin de pouvoir distinguer l'image d'un compagnon. La technique est appelée *Synchronous Interferometric Speckle Substraction* (SISS). La figure I.2.13, issue de Guyon [2004] représente ce système. Un masque focal réfléchissant permet

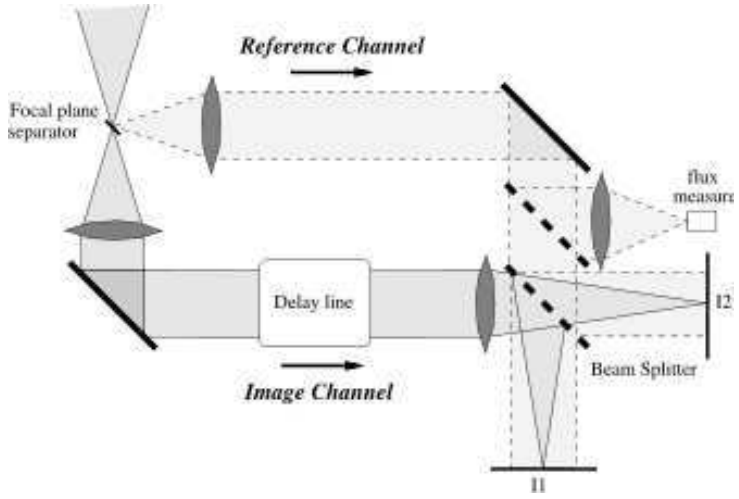

FIGURE I.2.13 – *Schéma de principe du Synchonous Interferometric Speckle Substraction. Un masque focal réfléchissant permet de séparer le faisceau en deux parties. Une partie (faisceau du haut) est appelée* la référence*, elle ne contient que la lumière de l'étoile. La deuxième partie du faisceau (faisceau du bas) est appelée* la voie image *et est constituée de la lumière stellaire résiduelle et du flux du compagnon. La phase est modulée temporellement à l'aide d'une ligne à retard. Les lumières stellaire et du compagnon étant incohérentes entre elles, seuls les speckles résiduels sont modulés temporellement.*

de séparer le faisceau en deux parties. Une partie (faisceau du haut) est appelée *la référence*, elle ne contient que la lumière de l'étoile. La deuxième partie du faisceau (faisceau du bas) est appelée *la voie image* et est constituée de la lumière stellaire résiduelle et du flux du compagnon. La phase est modulée temporellement à l'aide d'une ligne à retard. Les lumières stellaire et du compagnon étant incohérentes entre elles, seuls les speckles résiduels sont modulés temporellement. Un traitement à posteriori permet de mettre en évidence la présence d'une planète dans les images.

I.2.6 La Self-Coherent Camera (SCC)

Pendant ma thèse j'ai travaillé sur un instrument appelé *Self-Coherent Camera* (SCC). Cet instrument a été proposé par P. Baudoz en 2006 [Baudoz et al., 2006] pour la détection directe d'exoplanètes. La SCC se range aussi bien dans les techniques qui peuvent mesurer et supprimer les speckles (section I.2.4) que dans les techniques d'imagerie différentielle basées sur la cohérence (section I.2.5).

Dans la SCC, un faisceau constitué de la lumière de l'étoile qui crée le champ de speckle et de la lumière du compagnon est recombiné en plan focal avec un faisceau constitué uniquement de lumière de l'étoile. Les speckles sont modulés spatialement par des franges de Fizeau. En

revanche, l'image du compagnon, dont la lumière n'est pas cohérente avec celle de l'étoile n'est pas modulée. Il est donc possible d'extraire le signal du compagnon du champ de speckles. La SCC est dans ce cas utilisées pour détecter des planètes [Baudoz et al., 2006; Galicher & Baudoz., 2007]. Je présente le principe de cette technique d'imagerie différentielle dans la section II.1.7. La SCC peut également être utilisée comme analyseur de surface d'onde [Galicher et al., 2008, 2010; Mas et al., 2010]. Je vais présenter en détails le principe de la SCC dans ce mode dans la partie II et des résultats de laboratoire dans la partie III.

Chapitre I.3

Quelques exemples d'instruments pour la détection directe d'exoplanètes

Plusieurs instruments terrestres ou missions spatiales ont permis la détection de plus de 700 exoplanètes en utilisant des techniques indirectes et directes. Pour l'imagerie directe, seules quelques planètes ont été détectées mais de grands projets sont en cours d'élaboration tels que HiCIAO pour Subaru, SPHERE pour le VLT et GPI pour Gemini. De plus, des missions spatiales permettant l'étude des exoplanètes sont programmées comme MIRI et NIRCAM sur le JWST, ou proposées comme SPICES pour l'ESA.

Je présente dans ce chapitre ces missions spatiales et les instruments pour les télescopes terrestres qui sont dédiés à la détection directe d'exoplanètes.

I.3.1 Missions spatiales

I.3.1.1 JWST

JWST (James Web Space Telescope) est le successeur du télescope spatial Hubble [Gardner, 2009]. Il est développé par la NASA (National Aeronautics and Space Administration), l'ESA (European Space Agency) et le CSA (Agence Spatiale Canadienne). Son lancement est prévu pour 2018 et sa durée de vie est prévue pour au moins cinq ans. Les objectifs scientifiques de cet instrument sont :

- la recherche et l'étude de la lumière des premières étoiles et galaxies,
- l'étude de la formation de galaxies et de leur évolution,
- la compréhension des mécanismes de formation des étoiles, l'étude des systèmes planétaires et de la formation de la vie.

Les observations se feront dans le domaine de l'infrarouge sur une longueur d'onde comprise entre 0,6 et 28 microns. Son pouvoir de résolution atteint 0,1 seconde d'arc. Le miroir primaire de 6,5 mètres est constitué de 18 segments hexagonaux de 1,3 mètre de largeur. JWST est équipé de plusieurs coronographes afin d'atteindre de hauts contrastes pour faciliter l'observation des exoplanètes et des structures circumstellaires peu lumineuses [Boccaletti et al., 2005; Clampin, 2010; Krist et al., 2009].

Cet instrument se trouve dans sa phase finale de fabrication et d'intégration.

I.3.1.2 SPICA

SPICA (Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics) est un télescope spatial à l'étude composé d'un miroir de 3,5 mètres de diamètre [SPICA Study Team Collaboration, 2010]. La mission est une collaboration entre JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) et l'ESA. Le lancement de cet instrument pour la détection d'exoplanètes est prévu après 2018. La durée initiale de la mission est de cinq ans. Cette mission présente comme objectifs principaux l'étude de l'origine des planètes et des galaxies. Il est prévu de refroidir les instruments et le miroir primaire à moins de 5 degrés kelvin afin d'éliminer les émissions propres à l'instrument dans l'infrarouge moyen [Swinyard et al., 2009]. Trois instruments en plan focal sont prévus pour l'instant :

- une caméra en infrarouge moyen,
- un coronographe en infrarouge moyen,
- un spectromètre imageur en infrarouge lointain.

L'instrument coronographique se propose de faire la détection directe d'exoplanètes de type Jupiter [Fukawaga et al., 2009] dans le domaine de l'infrarouge. Le coronographe proposé est un binary shaped mask [Enya et al., 2010] et serait optimisé pour les longueurs d'onde allant de 3 à 5μm.

I.3.1.3 SPICES

SPICES (Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems) est une mission de télescope spatial de 1,5 mètre de diamètre [Boccaletti et al., 2012]. Cette mission a été proposée à l'appel d'offre Cosmic Vision de l'ESA. Le principal objectif est la caractérisation de planètes et de disques extrasolaires dans le visible (450-900 nm). Le but à atteindre avec cet instrument est de caractériser des jeunes planètes géantes et d'atteindre le domaine de planètes plus âgées à une distance inférieure à 20-25 pc. L'équipe souhaite aussi étudier des planètes telluriques de type super-Terre à une distance inférieure à 5-8 pc. Les thématiques étudiées sont :

- l'atmosphère planétaire des planètes jeunes aux planètes plus âgées,
- l'architecture des sytèmes planétaires,
- la distribution et les propriétés de la poussière dans les systèmes planétaires,
- l'origine et l'évolution planétaire.

L'instrument proposé possède deux voies spectrales (450-700 nm / 650-900 nm). Dans chacune de ces deux voies, un miroir déformable est utilisé pour corriger les aberrations du front d'onde, un coronographe atténue le flux stellaire et un spectromètre intégral de champ enregistre l'image. Une mesure de la polarisation est réalisée par l'instrument. La mesure des aberrations se fait directement à partir de l'image en plan focal en utilisant la SCC, ainsi, il n'y a pas d'aberrations différentielle.

I.3.2 Le banc HCIT (High Contrast Imaging Testbed)

Je place ici le banc HCIT (High Contrast Imaging Testbed) bien qu'il ne soit pas une mission spatiale à proprement parlé. En revanche, il a été développé dans le cadre de la mission Terrestrial Planet Finder-Coronagraph et il a obtenu les premiers résultats de Dark Hole en laboratoire à des niveaux proches de ceux requis pour la détection de planètes extrasolaires de type rocheuses. Trauger & Traub [2007] montrent en effet des contrastes de l'ordre de 10^9 (figure I.3.1).

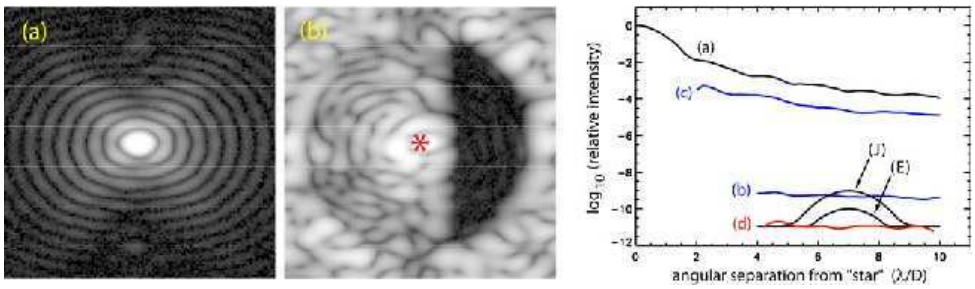

FIGURE I.3.1 – *Contrastes atteints sur le banc HCIT. Figure extraite de Trauger & Traub [2007].*

Les aberrations de front d'onde sont corrigées en utilisant les techniques plan focal énoncées dans le paragraphe I.2.4.2. La zone corrigée en plan focal est représentée par l'image centrale b de la figure I.3.2. Les images d'éventuels compagnons sont noyées dans le champ de speckles malgré la correction. La méthode utilisées pour extraire le compagnon est l'imagerie différentielle angulaire décrite dans le paragraphe I.2.5.1 (figure I.3.2, du milieu). Après application de l'algorithme ADI, il est possible de visualiser les images des compagnons (figure I.3.2, de droite).

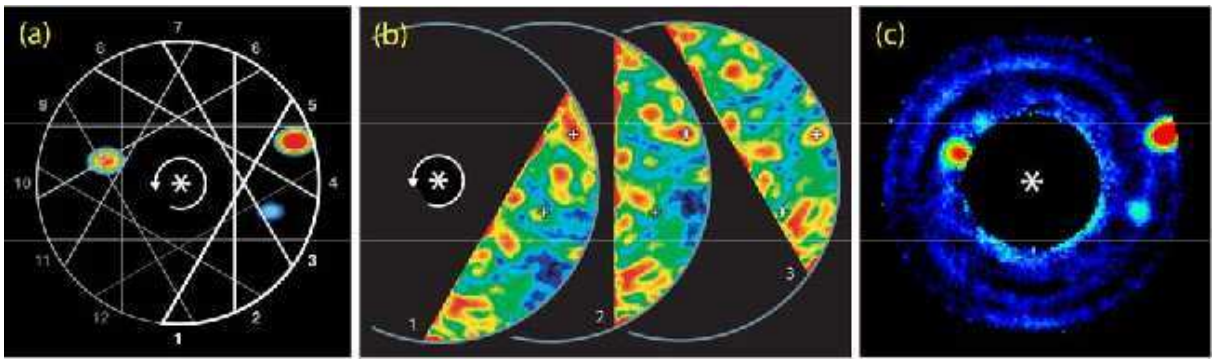

FIGURE I.3.2 – *a/ Localisation de trois compagnons rajoutés aux images. b/ Zone de correction des speckles selon trois angles de rotation du champ. c/ Images des trois compagnons présentant des contrastes de* $6.7.10^9$ *et* 10^9*. Figure extraite de Trauger & Traub [2007].*

I.3.3 Instruments proposés pour les télescopes terrestres

Je décris ci-dessous les intruments dédiés à l'imagerie des exoplanètes sur les télescopes terrestres. Je mets notamment en évidence les analyseurs de front d'onde spécifiques à la coronographie et qui ont été intégrés dans ces instruments.

I.3.3.1 HiCIAO/SCExAO

HiCIAO (High-Contrast Coronagraphic Imager for Adaptive Optics, Tamura et al. [2006]) est une caméra qui est utilisée derrière le système d'optique adaptative comportant 188 actionneurs du télescope Subaru. Le projet a débuté en 2004 est a été mené par une équipe constituée de personnes du télescope Subaru, de National Astronomical Observatory of Japan et University of Hawaii's Institute for Astronomy. L'objectif principal est de rechercher des exoplanètes, des naines brunes et des compagnons de faible luminosité autour d'étoiles proches.

Le design de cet instrument est présenté dans [Hodapp et al., 2006]. HiCIAO est utilisé dans l'infrarouge et permet d'atteindre de hauts contrastes avec l'aide de l'optique adaptative et d'un coronographe classique de Lyot [Hodapp et al., 2008]. Cet instrument présente deux modes d'imagerie directe [Suzuki et al., 2010]. Il permet de faire de l'imagerie différentielle de polarisation et de l'imagerie différentielle spectrale.

Le projet SCExAO (Subaru Coronagraphic Extreme AO) est une amélioration de l'imageur coronographique HiCIAO pour le télescope Subaru Martinache & Guyon [2009]. Les premiers tests sur ciel ont eu lieu début 2011 et l'instrument est en cours de finalisation. SCExAO est un étage instrumental conçu pour faire de l'imagerie haut contraste sur le télescope Subaru, dans le cadre de la détection directe et la caractérisation d'exoplanètes. Ce projet rassemble des techniques de coronographie, d'interférométrie et de contrôle du front d'onde récentes. Cet instrument est principalement constitué d'un miroir déformable de type MEMS de 1024 actionneurs, d'un coronographe de type PIAA [Guyon et al., 2006] et de la caméra proche infrarouge HiCIAO comme détecteur de la voie scientifique. Une seconde voie dans le visible est utilisée pour l'analyse de front d'onde et pour l'imagerie dans le visible [Garrel et al., 2011]. Cet instrument serait complémentaire à SPHERE et GPI.

CLOWFS, l'analyseur basse fréquences de SCExAO :
Afin de réduire les aberrations de bas ordres telles que le tip-tilt et le focus, Guyon et al. [2009]; Vogt et al. [2011] proposent d'utiliser, sur le télescope Subaru, l'instrument CLOWFS (Coronagraphic Low Order Wave Front Sensor) afin d'étalonner ces aberrations. Cet instrument a pour but de contrôler le miroir déformable et le miroir tip-tilt de l'instrument SCExAO afin de maintenir les aberrations de bas ordres les plus petites possibles. Pour mesurer ces aberrations, une partie de la lumière stellaire reflétée par le masque occultant est modulée. Cet instrument permet de stabiliser, en boucle fermée, le faisceau sur le masque coronographique avec une précision de $10^{-3}\lambda/D$ à 633 nm en utilisant un coronographe de type PIAA [Guyon et al., 2009]. Ce résultat a été obtenu en laboratoire.

I.3.3.2 SPHERE

SPHERE (Spectro-Polarimetric for High-Contrast Exoplanet Research) est un instrument de seconde génération pour le VLT qui sera installé sur l'un des quatre télescopes de 8 mètres fin 2012 [Beuzit et al., 2008]. 12 laboratoires européens sont impliqués dans ce projet. Cet instrument est un imageur et un spectropolarimètre. Il a pour objectif principal d'observer des exoplanètes dans les régions externes des systèmes planétaires. Il devrait permettre d'étudier principalement des planètes de type Jupiters jeunes (10-100 Myrs). L'optique adaptative extrême, la coronographie et l'imagerie différentielle spectrale, polarimétrique et angulaire sont utilisées.

L'association de la coronographie et de l'imagerie différentielle spectrale devrait permettre d'atteindre un contraste de 10^6 à 10^7 pour un temps d'intégration d'environ heure.

Le design de SPHERE est divisé en quatre sous-sytèmes :

- CPI : cette voie est commune à tous les instruments. Elle comprend notamment l'optique adaptative qui est constituée d'un miroir déformable comportant 41x41 actionneurs. L'analyseur de surface d'onde utilisé est un Shack-Hartmann filtré avec une matrice de 40x40 micro-lentilles [Beuzit et al., 2008].
- IRDIS [Dohlen et al., 2006] : caméra d'imagerie infrarouge (domaine de 0,95μm à 2,32μm) avec plusieurs possibilités : imagerie différentielle spectrale ou polarimétrique sur un champ de 11"x12,5", spectroscopie à longue fente, imagerie classique.
- IFS [Claudi et al., 2006] : spectromètre à intégrale de champ (domaine de l'infra-rouge de

0,95μm à 1,7μm). Il est prévu pour fonctionner en simultané avec IRDIS (mode imagerie différentielle) avec un champ réduit de 1,77"x1,77".
- ZIMPOL [Schmid et al., 2005] : imagerie polarimétrique (dans le domaine du visible de 0,5μm à 0,9μm) avec un champ de 3"x3".

DTTS, l'analyseur de tip-tilt différentiel de SPHERE :
SPHERE est équipé d'un coronographe pour atténuer la lumière stellaire. Se pose encore le problème de la stabilisation du faisceau sur le masque coronographique en plan focal. La solution choisie dans l'instrument SPHERE est d'utiliser un analyseur de surface d'onde proche du plan focal coronographique. Cet instrument DTTS (Differential Tip-Tilt Sensor, Baudoz et al. [2010, b]) permet de mesurer les erreurs de tip-tilt dans la voie d'imagerie. Le DTTS est placé très proche du plan focal où se trouve le masque coronographique et le nombre d'optiques dans la voie DTTS est minimisé afin de réduire les mouvements différentiels entre le détecteur du DTTS et le coronographe. L'estimation des erreurs de tip-tilt se fait en calculant le centre de gravité d'une image de l'étoile enregistrée par le détecteur du DTTS. Ce calcul permet de connaître la position du faisceau. Les commandes de correction sont alors appliquées à un élément optique qui permet de basculer le front d'onde à l'intérieur de la voie d'analyse de l'optique adaptative.

I.3.3.3 GPI

GPI (Gemini Planet Imager) est un système d'optique adaptative extrême conçu pour le Gemini Observatory et sera intégré sur le Gemini South telescope de 8 mètres fin 2012 [Macintosh et al., 2008]. Un consortium d'instituts américains et canadiens est impliqué dans ce projet. Cet instrument est conçu pour l'imagerie proche infrarouge et la spectroscopie de jeunes (10-1000 Myr) et massives (1-10 M_J) exoplanètes ayant un contraste de l'ordre de 10^7 avec leur étoile hôte. Les observations se feront sur une plage de longueur d'onde de 1 à 2,4 μm et couvriront un champ de 2,8 secondes d'arc.

Cet instrument est composé d'un système d'optique adaptative à deux miroirs déformables. Un miroir déformable de la société Boston Micromachines comportant 4096 actionneurs pour corriger les défauts de hautes fréquences et un autre de type piézo-électrique pour corriger les basses fréquences. L'analyseur de surface d'onde est optimisé en lumière visible (700-900 nm) en utilisant un filtre. Afin d'atteindre les contrastes souhaités, cet instrument est équipé d'un coronographe de type Lyot apodisé [Macintosh et al., 2008]. Les apodiseurs se trouvent dans une roue en plan pupille située dans la voie de l'optique adaptative. Un spectrographe intégral de champ est utilisé pour obtenir le spectre des exoplanètes détectées. Ces données spectrales permettent également d'étalonner le bruit de speckles et d'améliorer la qualité des images finales.

Le système d'étalonnage de GPI :
Afin de minimiser au maximum les aberrations non communes mesurées par l'optique adaptative de GPI, un système supplémentaire d'étalonnage des aberrations a été mis en place. Ce système est constitué de deux analyseurs afin d'estimer séparément les aberrations de bas ordres et les aberrations de hauts ordres [Wallace et al., 2010]. Le schéma optique est très proche du coronagraphic interferometer (section I.2.4.3).

Une partie du faisceau traversant le trou est utilisée pour estimer les aberrations de basses fréquences notamment le tip-tilt. L'instrument LOWFS (Low Order WaveFront Sensor) est un analyseur de type Shack-Hartmann [Wallace et al., 2010] qui permet de reconstruire les 16 premiers coefficients de Zernike. La deuxième partie du faisceau est recombinée avec une partie du faisceau réfléchi par la surface en plan focal. Cette recombinaison permet de moduler temporellement les speckles en plan focal et d'estimer les aberrations de hautes ordres [Wallace et al., 2010]. La partie de l'instrument permettant de faire cette recombinaison est l'analyseur HOWFS (High

Order WaveFront Sensor).

I.3.3.4 Imagerie directe d'exoplanètes sur les ELT

La construction et l'utilisation de télescopes extrêmement grands est une des priorités de l'instrumentation pour l'astronomie au sol. Ces instruments permettront en particulier d'étudier les exoplanètes jeunes. Différents projets sont menés afin de réaliser des télescopes terrestres dont le diamètre du miroir primaire peut atteindre jusqu'à 40 mètres.

Le projet de l'E-ELT (European Extremely Large Telescope), mené par l'ESO [Ramsay et al., 2010] a débuté en 2005. Il rassemble une équipe de plus d'une centaine d'astronomes européens. Le miroir primaire de ce télescope pourrait avoir une taille de 39 mètres de diamètre et serait constitué de 984 segments hexagonaux de taille 1,4 mètre. Il y aurait deux foyers Nasmyth à $F/17{,}5$. Ce télescope comporterait 5 miroirs, les miroirs M4 et M5 sont les miroirs de l'optique adaptative. L'E-ELT serait constitué de 11 instruments et optiques adaptatives post-focales.

Le projet du TMT (Thirty Meter Telescope, Nelson & Sanders [2008]) a débuté en 2004. Cette étude est menée par une équipe regroupant des personnes de l'Association of Canadian Universities for Research in Astronomy, de la California Institute of technology, de l'University of California. Le miroir primaire de ce télescope aurait une taille de 30 mètres de diamètre. C'est un miroir qui serait constitué de 492 facettes hexagonales. Un miroir secondaire de 3 mètres produirait un champ visuel sans obstruction de 20 minutes d'arc de diamètre avec un rapport focal de 15. Un miroir tertiaire plan dirigerait la lumière vers les instruments scientifiques montés sur une plateforme Nasmyth. Cet instrument serait utilisé dans le domaine de l'infrarouge.

Les objectifs scientifiques de ces projets sont similaires. Avec ces télescopes, la communauté des astronomes souhaite réaliser :

- la détection directe d'exoplanètes,
- la détection d'exoplanètes par la méthode des vitesses radiales,
- l'étude des disques stellaires,
- l'étude des populations stellaires,
- l'étude des trous noirs,
- la physique des galaxies,
- des mesures de l'expansion de l'Univers.

L'ordre des priorités n'est pas le même pour les deux projets présentés.

I.3.3.5 EPICS

EPICS (Exoplanets Imaging Camera and Spectrograph) est un instrument en cours d'élaboration réunissant un large consortium européen mené par l'ESO [Kasper et al., 2010]. La phase de construction de cet instrument pourrait démarrer en 2022. Il sera l'imageur du futur E-ELT pour la détection directe d'exoplanètes dans le visible et le proche infrarouge entre 600 nm et 1700 nm. Le contraste attendu avec cet instrument est de 10^8 à 30 mas et 10^9 entre 100 et 300 mas pour des étoiles de magnitude 7 dans la bande I. Le but scientifique d'EPICS est d'étudier la formation et l'évolution planétaire, l'architecture orbitale et l'atmosphère planétaire de géantes gazeuses et d'observer des planètes rocheuses de plus faible masse [Kasper et al., 2010].

Afin d'atteindre les contrastes souhaités, cet instrument est équipé d'un système de correction des aberrations dynamiques et quasi-statiques. L'instrument bénéficiera de techniques d'optique adapatative extrême, d'imagerie différentielle, de coronographie. Ces techniques sont en cours de développement. Il utilisera le retour d'expérience de SPHERE afin de savoir par exemple

quelles sont les limitations aux très hauts contrastes. Les aberrations non-communes devraient être étalonnées par des techniques d'analyse de front d'onde en plan focal [Kasper et al., 2010].

I.3.3.6 Comparaison de SPHERE, GPI et EPICS

SPHERE, GPI et EPICS présentés ci-dessus ont donc pour objectif de faire de l'imagerie directe d'exoplanètes. Gratton propose un graphe (conférence de Barcelone 2009) comparant les types d'exoplanètes observables avec ces trois instruments (figure I.3.3). Les courbes en tirets, pointillés et trait plein représentent le contraste planète/étoile en fonction de la séparation angulaire pour les instruments SPHERE, GPI et EPICS respectivement. Les points rouges sont les

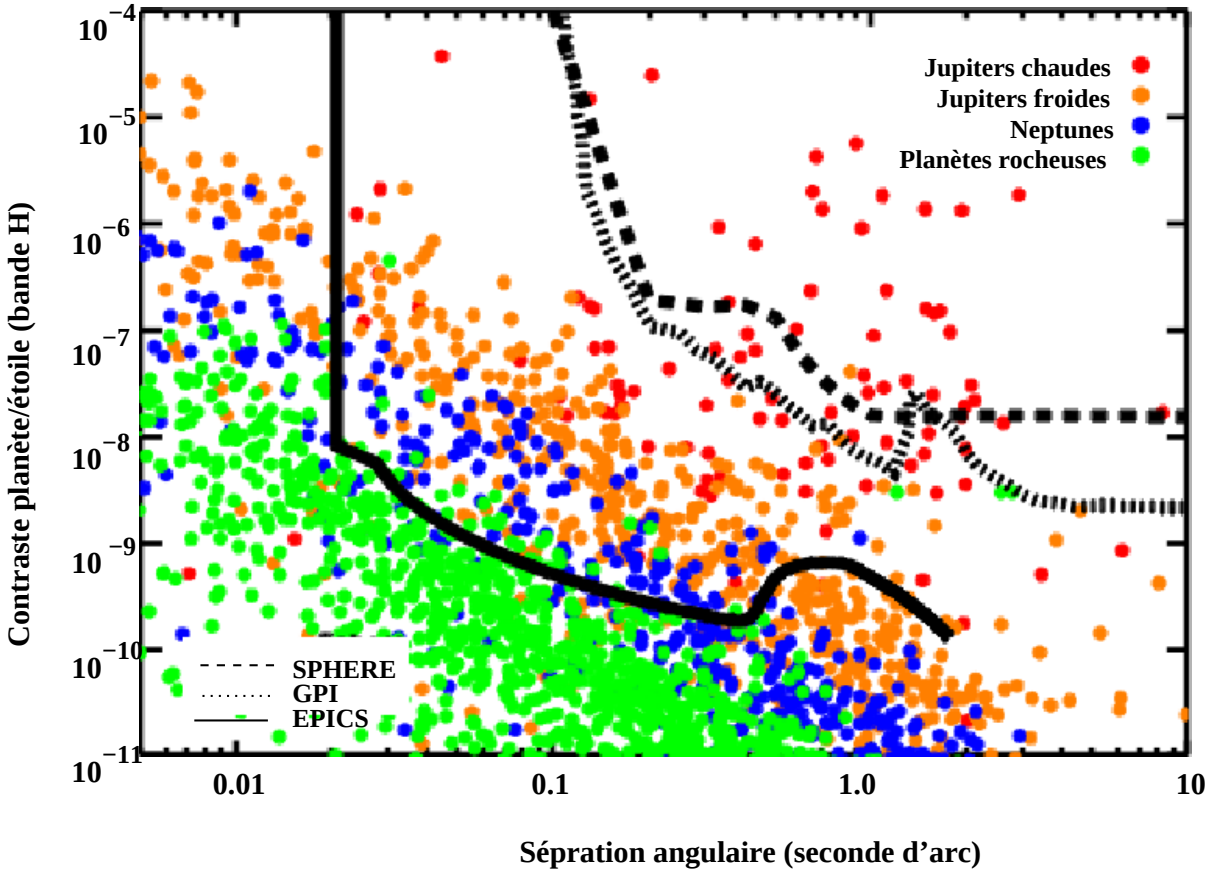

FIGURE I.3.3 – *Type d'exoplanètes détectables avec SPHERE, GPI et EPICS (Gratton 2009).*

planètes de type Jupiters chaudes, les points oranges représentent les Jupiters froides, les points bleus, les planètes type Neptune et les points verts, les planètes rocheuses. Les planètes présentées sur le graphe sont le résultat d'un programme de simulation Monte-Carlo de population de planètes [Bonavita et al., 2012].

Les instruments SPHERE et GPI sont optimisés pour détecter des exoplanètes de type Jupiters chaudes, à une distance angulaire comprise entre 0,1 et 10 secondes d'arc. En augmentant le diamètre du télescope, on peut aller chercher des planètes à des séparations angulaires plus faibles et de contrastes plus importants. Ainsi EPICS devrait pouvoir observer des exoplanètes plus petites de type Neptune ou des planètes rocheuses à de faibles séparations angulaires, entre 0,02 et 1 seconde d'arc.

Deuxième partie

La Self-Coherent Camera : une technique d'imagerie directe d'exoplanètes

L'imagerie directe d'exoplanètes fait appel aux techniques d'imagerie à haut contraste. Ces techniques couplent en général la haute résolution angulaire par l'intermédiaire de l'optique adaptative et la coronographie. Une des limitations fondamentales pour atteindre les hautes dynamiques nécessaires à la détection de planètes prend la forme d'un bruit de speckles en plan focal. Ces speckles sont dus à des aberrations de phase et d'amplitude dans le plan pupille. Pour minimiser ce problème, nous proposons d'utiliser un instrument appelé Self-Coherent Camera (SCC, Baudoz et al. [2006]). Le principe est de moduler spatialement les speckles en plan focal en faisant interférer la lumière stellaire du faisceau d'imagerie classique avec un faisceau auxiliaire créé au niveau du diaphragme de Lyot. Je qualifie de référence cette voie auxiliaire par la suite. Cette modulation spatiale est créée par des interférences de type Fizeau. À partir de cette modulation, on peut faire deux choses. On peut estimer le front d'onde (défauts de phase et d'amplitude) et le corriger en contrôlant un miroir déformable placé en amont du coronographe. On peut aussi estimer le signal du compagnon qui n'est pas modulé spatialement car sa lumière est incohérente avec la lumière de la voie de référence. La SCC peut donc être utilisée selon deux modes, en tant qu'analyseur de surface d'onde et en tant qu'estimateur du compagnon.

Un analyseur de surface d'onde classique permet d'estimer les aberrations en utilisant une voie optique spécifique à l'analyseur. Il y a alors des différences entre les aberrations estimées dans la voie de l'analyseur et la voie science. Ces erreurs sont appelées aberrations différentielles. La conséquence est que la correction des aberrations de la voie science à partir de l'estimation des aberrations de la voie d'analyse n'est pas parfaite. L'objectif pour atteindre des images à très haut contraste est de minimiser ces aberrations. Pour cette raison la SCC est intéressante. Elle permet en effet d'estimer les aberrations de la voie science directement à partir de l'image de la voie science. En d'autres termes, voies d'analyse et de science sont confondues et les aberrations différentielles sont par construction négligeables.

Cette capacité de la SCC a été découverte par l'équipe de l'Observatoire de Paris [Galicher et al., 2008]. Un tel analyseur de surface d'onde non limité par les aberrations différentielles est de grand intérêt et je me suis attachée pendant ma thèse à déterminer les capacités de l'instrument par des simulations numériques puis par des expérimentations en laboratoire.

Dans cette partie, je présente le principe de la SCC associée à un coronographe à masque de phase à quatre quadrants (Four Quadrant Phase Mask Coronagraph en anglais, FQPM) [Rouan et al., 2000]. Dans un premier chapitre j'expose le formalisme de la formation de speckles frangés en plan focal. Je présente ensuite la méthode générale suivie pour estimer les erreurs de phase et d'amplitude en amont du coronographe à partir des speckles frangés. Je présente finalement succintement le formalisme pour extraire l'image du compagnon en plan focal. Dans un second chapitre, je présente les outils de simulations numériques que j'ai utilisés pour déterminer les performances de la SCC. Enfin, dans un troisième chapitre, je présente des résultats de simulations où j'estime les erreurs de phase et d'amplitude avec la SCC. Je montre les contrastes attendus dans les images en plan focal après correction. Je rappelle que la définition du contraste est donnée par l'équation I.2.12.

Chapitre II.1

Principe de la SCC

II.1.1 Présentation

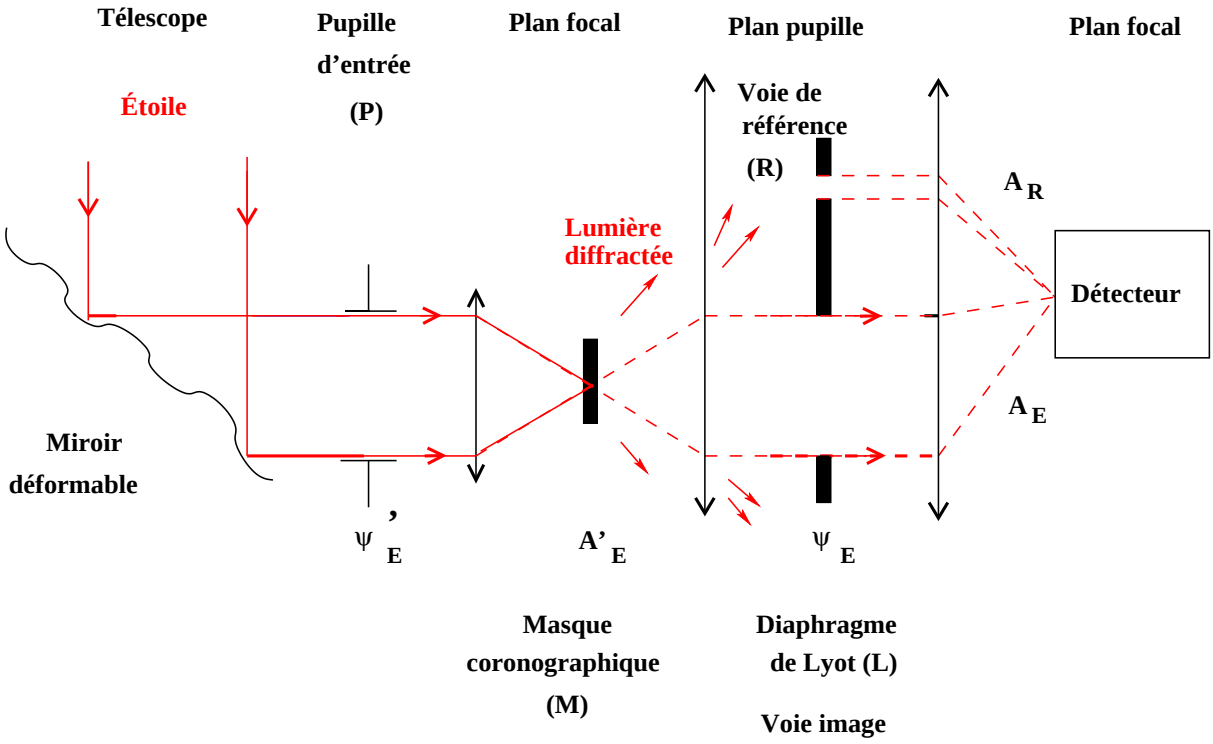

FIGURE II.1.1 – *Schéma de principe de la Self-Coherent Camera associé à un coronographe à masque de phase à quatre quadrants et à un miroir déformable.*

La Self-Coherent Camera est une technique d'imagerie à haute dynamique proposée pour la détection directe d'exoplanètes. Comme toutes les techniques d'imagerie directe, elle permet d'atteindre un haut contraste quand elle est associée à un coronographe. Le schéma actuel de la SCC est donné dans la figure II.1.1. Elle est dans ce cas associée à un coronographe à quatre quadrants et un miroir déformable. Cet instrument peut être utilisé selon deux modes. La SCC permet dans un premier temps d'estimer les erreurs de phase et d'amplitude en plan pupille situé en amont du coronographe. Une correction active du front d'onde est réalisable en projetant le front d'onde estimé par la SCC sur le miroir déformable situé dans le plan pupille d'entrée

de l'instrument. La SCC peut aussi être utilisée pour détecter l'image d'un compagnon situé à quelques λ/D de son étoile hôte. Ces deux modes de fonctionnement sont complémentaires, l'un est actif (correction du front d'onde) tandis que l'autre est passif (traitement des images a posteriori pour extraire le flux du compagnon).

Je présente dans un premier temps comment utiliser la SCC comme analyseur de surface d'onde (figure II.1.1). Je considère pour l'instant une étoile seule sans compagnon. Le flux stellaire est récupéré en sortie d'un télescope situé en amont de l'instrument. Ce faisceau passe dans la pupille d'entrée P et converge, en passant au travers d'une optique, au centre du masque coronographique M en plan focal. Dans notre étude, nous considérons un coronographe de phase à quatre quadrants (présenté dans la section I.2.2.2). Des erreurs d'amplitude et de phase diminuent les performances du coronographe. Une partie de la lumière de l'étoile passe au travers du diaphragme de Lyot du fait des aberrations, ce qui introduit des speckles en plan focal sur le détecteur (figure II.1.2 de gauche).

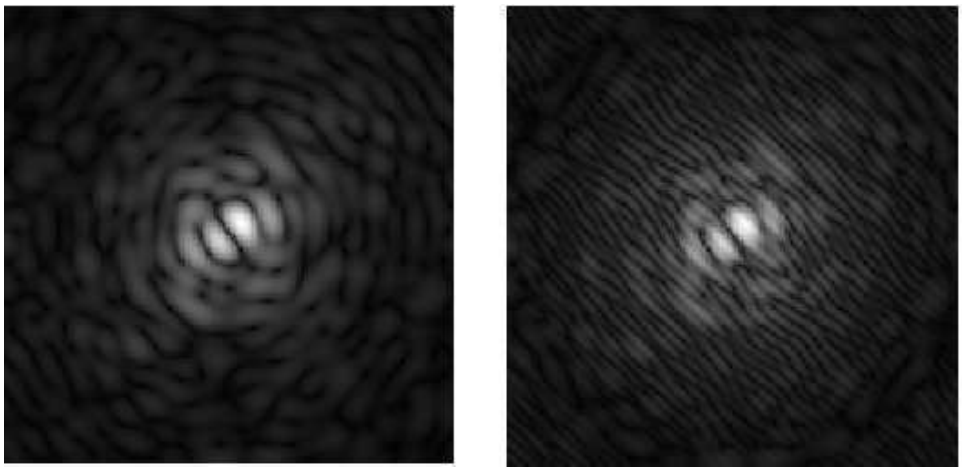

FIGURE II.1.2 – *Gauche : Champ de speckles résiduels pour des erreurs de phase dans la pupille de 20 nm (rms). Droite : Speckles résiduels frangés.*

Une réalisation possible de la SCC consiste à placer un petit trou, *la voie de référence* R, dans le plan du diaphragme de Lyot L (figure II.1.1). Une partie du flux stellaire rejeté par le coronographe passe à travers cette voie de référence alors que celui du compagnon passe entièrement à travers le diaphragme de Lyot, appelé aussi *voie image* [Galicher, 2009]. La lumière de l'étoile qui passe à travers le Lyot est cohérente avec la lumière qui passe par la référence. Ces deux faisceaux sont recombinés en plan focal à l'aide d'une optique. Les speckles enregistrés par le détecteur sont alors codés par des franges de type Fizeau (figure II.1.2 de droite). À partir des speckles frangés, il est possible d'estimer le front d'onde en amont du coronographe en utilisant l'optique de Fourier comme je vais le montrer plus loin.

II.1.2 Modèle de formation d'images à travers la SCC

Je développe dans cette section les différentes étapes qui permettent d'écrire les transformations optiques que subit la lumière stellaire en passant dans les différents plans de l'instrument schématisé par la figure II.1.1.

Je suppose que l'étoile est un point source monochromatique à l'infini centré sur l'axe optique. Dans le plan pupille en amont du coronographe, l'amplitude complexe de son champ électrique

ψ'_E s'écrit :

$$\psi'_E(\vec{\xi}) = \psi_0\, P(\vec{\xi}) \exp\Big(\alpha(\vec{\xi}) + i\phi(\vec{\xi})\Big) \tag{II.1.1}$$

ψ_0 est l'amplitude moyenne du champ, $\vec{\xi}$ est la coordonnée en plan pupille, ϕ et α sont les erreurs de phase et d'amplitude respectivement. $P(\vec{\xi})$ est la fonction qui définie une pupille circulaire telle que :

$$P(\vec{\xi}) = 1 \text{ si et seulement si } |\vec{\xi}| < D_P/2 \tag{II.1.2}$$

avec D_P le diamètre de la pupille. Pour des raisons de simplification d'écriture, dans la suite je n'écris plus la dépendance en $\vec{\xi}$ des termes de droite des équations.

Hypothèse 1 : Je considère de petites aberrations α et ϕ, je peux faire un développement limité au premier ordre de l'équation II.1.1 :

$$\psi'_E(\vec{\xi}) = \psi_0\, P(1 + \alpha + i\phi) \tag{II.1.3}$$

En supposant que les défauts sont définis dans la pupille P, je peux écrire :

$$\alpha P = \alpha \text{ et } \phi P = \phi \tag{II.1.4}$$

L'expression de l'amplitude complexe du champ électrique ψ'_E en amont du coronographe devient :

$$\boxed{\psi'_E(\vec{\xi}) = \psi_0(P + \alpha + i\phi)} \tag{II.1.5}$$

Je me place dans l'approximation de Fraunhofer pour décrire la diffraction entre les plans pupilles et les plans focaux. De plus, je ne fais pas apparaître les termes de phase et les coefficients de pondération par la longueur d'onde qui se trouvent en dehors de l'intégrale de Fraunhofer. Je décris donc la fonction entre plan pupille et plan image par une simple transformée de Fourier, avec $\mathcal{F}$ l'opérateur de la transformée de Fourier. Le passage du plan image au plan pupille suivant se fait par une transformée de Fourier inverse $\mathcal{F}^{-1}$ pour des raisons de symétrie d'écriture. On peut écrire l'amplitude complexe de la phase résiduelle A'_E derrière le masque coronographique M dans le plan focal suivant sous la forme :

$$A'_E(\vec{x}) = \mathcal{F}(\psi'_E)(\vec{x}).M(\vec{x}) \tag{II.1.6}$$

$\vec{x}$ est la coordonnée dans le plan focal. L'équation II.1.6 peut aussi s'écrire (en omettant la dépendance en $\vec{x}$ des termes de droite des équations) :

$$A'_E(\vec{x}) = \psi_0\, \mathcal{F}(P + \alpha + i\phi).M \tag{II.1.7}$$

On peut écrire, dans le plan pupille suivant, l'expression du champ électrique $\mathcal{F}^{-1}(A'_E)$ devant le diaphragme de Lyot :

$$\mathcal{F}^{-1}(A'_E(\vec{x})) = \psi_0(P + \alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M) \tag{II.1.8}$$

où $*$ représente un produit de convolution. Dans le plan pupille suivant, j'applique le diaphragme de Lyot où :

$$L(\vec{\xi}) = 1 \text{ si et seulement si } |\vec{\xi}| < D_L/2 \tag{II.1.9}$$

avec D_L le diamètre du diaphragme de Lyot. Je note ψ_E le champ électrique derrière le Lyot :

$$\psi_E(\vec{\xi}) = \psi_0[(P + \alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)].L \tag{II.1.10}$$

Hypothèse 2 : Je suppose un coronographe à quatre quadrants parfait de champ infini. D'après Abe et al. [2003], on sait qu'en l'absence d'aberrations et pour un point source centré sur le coronographe, le champ électrique dans le plan pupille situé après le coronographe est totalement nul à l'intérieur de la pupille, c'est à dire que :

$$[P * \mathcal{F}^{-1}(M)].P = 0 \tag{II.1.11}$$

Dans le cas où le diaphragme de Lyot a un diamètre D_L inférieur au diamètre D_P de la pupille, le terme $[P * \mathcal{F}^{-1}(M)].L$ de l'équation II.1.10 s'annule. L'amplitude complexe du champ électrique de la lumière stellaire résiduelle ψ_E derrière le diaphragme de Lyot L s'écrit :

$$\boxed{\psi_E(\vec{\xi}) = \psi_0 \left[(\alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)\right].L} \tag{II.1.12}$$

Dans le plan du diaphragme de Lyot, j'ajoute une ouverture décentrée qui permet de créer la voie de référence. J'appelle R cette ouverture quand elle est centrée sur l'axe et je la décale de $\vec{\xi_0}$. La référence est telle que :

$$R(\vec{\xi}) = 1 \text{ si et seulement si } |\vec{\xi}| < D_R/2 \tag{II.1.13}$$

L'expression du champ électrique ψ dans le plan du diaphragme de Lyot modifié s'écrit :

$$\psi(\vec{\xi}) = \psi_0 \left[(P + \alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)\right] . \left(L + R * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi_0})\right) \tag{II.1.14}$$

$$\psi(\vec{\xi}) = \psi_E + \psi_0 \left[(P + \alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)\right] . \left(R * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi_0})\right) \tag{II.1.15}$$

En prenant le centre de la pupille décalée comme origine des coordonnées, on écrit alors l'expression du champ électrique ψ_R dans la référence :

$$\psi_R(\vec{\xi}) = \psi_0 \left[(P + \alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)\right] .R \tag{II.1.16}$$

Hypothèse 3 : Le terme ψ_R est déterminé essentiellement par P et comme α et ϕ sont petits devant P, on a :

$$\boxed{\psi_R(\vec{\xi}) \simeq \psi_0 P * \mathcal{F}^{-1}(M).R} \tag{II.1.17}$$

De ce fait, même si α ou ϕ varie, on peut considérer que ψ_R est stable dans le temps. L'expression du champ ψ derrière le diaphragme de Lyot s'écrit alors :

$$\psi(\vec{\xi}) = \psi_E + \psi_R * \delta\left(\vec{\xi} - \vec{\xi_0}\right) \tag{II.1.18}$$

L'intensité I sur le détecteur dans le plan focal suivant s'écrit alors :

$$I(\vec{x}) = \left|\mathcal{F}(\psi(\vec{\xi}))\right|^2 = \left|\mathcal{F}\left(\psi_E + \psi_R * \delta\left(\vec{\xi} - \vec{\xi_0}\right)\right)\right|^2 \tag{II.1.19}$$

A_E et A_R sont les transformées de Fourier de ψ_E et de la référence ψ_R respectivement :

$$A_E = \mathcal{F}(\psi_E), \quad A_R = \mathcal{F}(\psi_R) \tag{II.1.20}$$

I peut alors s'écrire :

$$I(\vec{x}) = |A_E|^2 + |A_R|^2 + 2\,Re\left(A_E^*\,A_R\,\exp\left(\frac{2i\pi\,\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda}\right)\right) \tag{II.1.21}$$

$$I(\vec{x}) = |A_E|^2 + |A_R|^2 + A_E^*\,A_R \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda}\right) + A_E\,A_R^* \exp\left(\frac{2i\pi\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda}\right) \tag{II.1.22}$$

avec λ la longueur d'onde. Les deux premiers termes de l'équation II.1.21 sont les images du champ de speckles (coronographe seul, figure II.1.3, image de gauche) et de la référence seule (figure II.1.3, image du milieu). Le troisième terme est le terme d'interférence des deux faisceaux. Il traduit la modulation spatiale des speckles par la référence sur l'image I (figure II.1.3, image de droite). Ces speckles frangés représentent ce que j'appelle souvent dans ce manuscrit, l'image SCC, I, donnée par l'équation II.1.22.

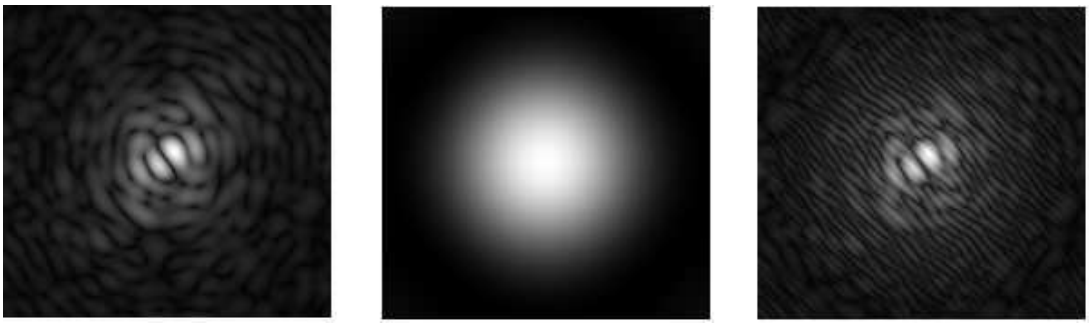

FIGURE II.1.3 – *Gauche : Champ de speckles, coronographe seul $|A_E|^2$. Milieu : Image de la référence seule $|A_R|^2$. Droite : Image SCC, I, modulation spatiale des speckles (équation II.1.22).*

Je résume, dans le schéma de la figure II.1.4, les différentes étapes pour parvenir à l'image I des speckles frangés en plan focal. Je considère une phase ϕ et pas d'erreur d'amplitude, $\alpha = 0$.

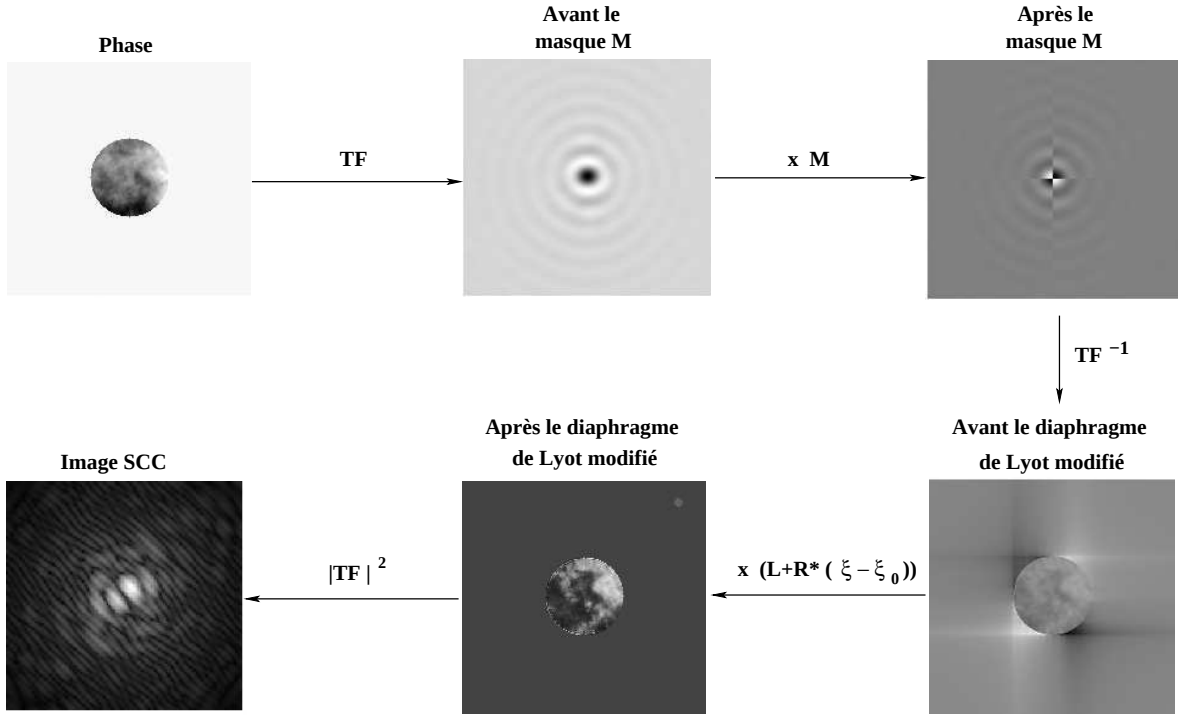

FIGURE II.1.4 – *Schéma récapitulatif - Formation d'images en partant du plan pupille d'entrée au plan focal de sortie. $\alpha = 0$.*

II.1.3 Extraction des données

On enregistre les images frangées I. On utilise alors ces images pour estimer les erreurs de phase et d'amplitude en amont du coronographe. Le traitement SCC commence en appliquant une transformée de Fourier inverse à l'image I. Ici, il s'agit bien de transformée de Fourier et non plus de diffraction de Fraunhofer.

$$\mathcal{F}^{-1}(I) = \mathcal{F}^{-1}\left(|A_E|^2 + |A_R|^2 + A_E^* A_R \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda}\right) + A_E A_R^* \exp\left(\frac{2i\pi\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda}\right)\right) \quad \text{(II.1.23)}$$

En notant $I_i(\vec{x}) = |A_i(\vec{x})|^2$ on peut réécrire l'équation II.1.23 :

$$\mathcal{F}^{-1}(I) = \mathcal{F}^{-1}(I_E) + \mathcal{F}^{-1}(I_R) + \mathcal{F}^{-1}(A_E^*.A_R) * \delta(\xi - \xi 0) + \mathcal{F}^{-1}(A_E.A_R^*) * \delta(\xi + \xi 0) \quad \text{(II.1.24)}$$

On obtient alors dans le plan de corrélation trois pics (figure II.1.5). Le pic central est la somme de l'autocorrélation de la pupille de Lyot $\mathcal{F}^{-1}(I_E)$ et de l'autocorrélation de la pupille de référence $\mathcal{F}^{-1}(I_R)$. Le pic d'autocorrélation est centré en 0 et a un rayon D_L. Les pics latéraux de corrélation sont centrés en $-\xi_0$ et ξ_0 et ont un rayon de $(D_L + D_R)/2$, avec D_R le diamètre de la référence. Pour que les trois pics soient distincts, il faut que la distance $\vec{\xi_0}$ qui les sépare soit plus grande que la somme de leur rayon [Galicher et al., 2010] :

$$\| \vec{\xi_0} \| > \frac{D_L}{2}\left(3 + \frac{1}{\gamma}\right), \qquad \gamma = D_L/D_R \quad \text{(II.1.25)}$$

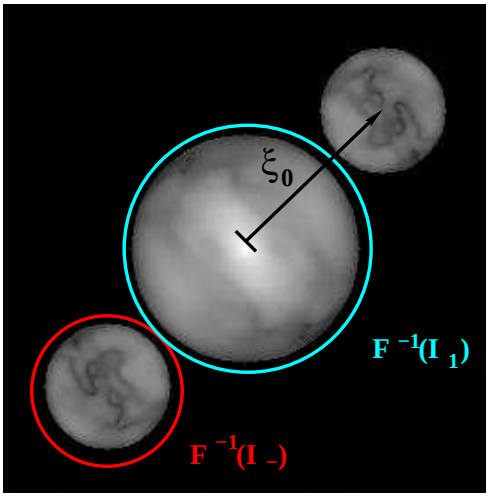

FIGURE II.1.5 – *Pics de corrélation dans l'espace de Fourier de l'image SCC.*

Les deux pics latéraux sont conjugués. Ils contiennent l'information présente dans l'amplitude complexe des speckles stellaires qui sont spatialement modulés sur le détecteur. L'intensité I_- correspondant à un des pics latéraux recentré dans le plan de corrélation est définie par :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_-) = \mathcal{F}^{-1}(A_E.A_R^*) \quad \text{(II.1.26)}$$

Pour retrouver l'erreur du front d'onde, je considère l'intensité I_- définie par :

$$I_-(\vec{x}) = A_E.A_R^* \quad \text{(II.1.27)}$$

I_- représente la multiplication de deux amplitudes complexes dans le plan focal final. Lorsque la pupille de référence est suffisamment petite, ψ_R peut être approximé à une pupille de diamètre D_R et de niveau constant. Donc A_R^* est simplement une fonction de Bessel d'autant plus large que γ est grand. Pour γ tendant vers l'infini, I_- mesure directement l'amplitude complexe coronographique dans le plan focal A_E (en supposant l'hypothèse 2 vérifiée). Je vais montrer dans la section suivante qu'on peut remonter aux aberrations de phase et d'amplitude en amont du coronographe à partir de I_-.

II.1.4 Lien entre champ dans la pupille de Lyot et phase dans la pupille d'entrée

À partir de I_- (équation II.1.27), on peut réécrire l'amplitude complexe du plan de Lyot en fonction de $\psi_E = \mathcal{F}^{-1}(A_E)$:

$$\psi_E(\vec{\xi}) = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{A_R^*}\right) \quad \text{pour } A_R^* \neq 0 \tag{II.1.28}$$

En utilisant l'équation II.1.12 pour la phase uniquement, on peut écrire l'égalité suivante :

$$\frac{\psi_E(\vec{\xi})}{\psi_0} = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0\, A_R^*}\right) = \left[(\alpha + i\phi) * \mathcal{F}^{-1}(M)\right].L \tag{II.1.29}$$

Cette équation est plus complexe que celle obtenue dans le cas d'un coronographe parfait [Galicher et al., 2010] où la transformée de Fourier inverse du masque $\mathcal{F}^{-1}(M)$ n'apparait pas. Je cherche dans cette partie à trouver une relation entre la phase dans la pupille P et la fonction $\mathcal{F}^{-1}(I_-)$ décrivant un des pics latéraux recentré. Pour cela, je pars de la phase ϕ et étudie les termes obtenus dans les plans focaux et pupilles pour parvenir à l'expression d'une estimation de la phase en plan pupille. Je suppose qu'il n'y a pas d'erreur d'amplitude ($\alpha = 0$).

II.1.4.1 Effet du FQPM dans le plan pupille sur une phase quelconque

Étape 1 : Je considère une phase ϕ quelconque dans la pupille d'entrée. Cette phase est représentée par l'image 1 de la figure II.1.6.

$$\boxed{\text{Image 1} : \phi} \tag{II.1.30}$$

Étape 2 : Je vais dans un premier temps étudier numériquement le membre de doite de l'équation II.1.29. Il faut pour cela convoluer la phase ϕ par la transformée de Fourier inverse du masque de phase. La fonction M est réelle et symétrique, sa transformée de Fourier inverse est donc réelle. L'expression de cette convolution s'écrit :

$$\boxed{\text{Image 2} : \phi * \mathcal{F}^{-1}(M)} \tag{II.1.31}$$

L'image 2 de la figure II.1.6 est l'image de cette convolution. L'information sur la phase est déformée par la convolution mais reste sensiblement circonscrite dans le support de la pupille.

Étape 3 : J'applique ensuite un diaphragme de Lyot L (de 100% dans un premier temps) au terme $\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)$. J'obtiens, après le diaphragme de Lyot, le terme suivante :

$$\boxed{\text{Image 3} : [\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)].L} \tag{II.1.32}$$

Cette image est représentée par l'image 3 de la figure II.1.6. L'information de la phase est toujours déformée mais circonscrite au diaphragme de Lyot. En utilisant l'équation II.1.12 sous les hypothèses 1 et 2, pour la phase uniquement, on peut aussi écrire ce terme II.1.32 sous la forme :

$$[\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)].L = Im\left(\frac{\psi_E}{\psi_0}\right) \tag{II.1.33}$$

Étape 4 : Dans le cas où le diaphragme de Lyot est proche de 100%, on voit sur l'image 3 de la figure II.1.6 que le diaphragme ne semble pas filtrer beaucoup d'information sur la phase. On peut donc imaginer qu'une "simple" déconvolution des effets du masque coronographique peut nous fournir un estimateur linéaire de la phase ϕ assez simple. Je déconvolue le terme II.1.32 par $\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)$. La fonction $\frac{1}{M}$ est réelle et symétrique, sa transformée de Fourier inverse est donc réelle. Je cherche l'information dans la pupille après la déconvolution par le masque. J'obtiens le terme :

$$\boxed{\text{Image 4 : } \left[\left(\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L\right) * \mathcal{F}^{-1}\left(\tfrac{1}{M}\right)\right].P} \tag{II.1.34}$$

Cette image est représentée par l'image 4 de la figure II.1.6. En comparant la première et la quatrième image de la figure II.1.6, on constate que l'image 4 s'approche de la phase recherchée.

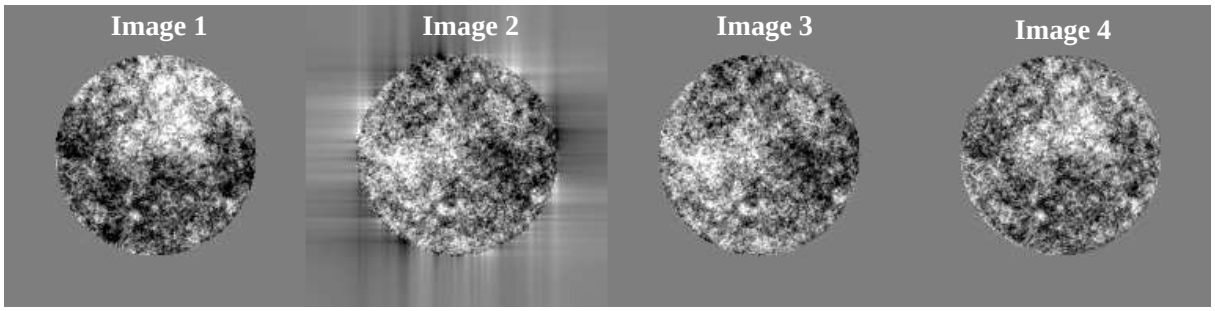

FIGURE II.1.6 – *Diaphragme de Lyot de 100%. Image 1 : phase ϕ. Image 2 : $\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)$. Image 3 : $\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L$. Image 4 : $\left[((\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)).L) * \mathcal{F}^{-1}(\frac{1}{M})\right].P$.*

Je définis une cinquième image correspondant à la différence des images 1 et 4 :

$$\boxed{\text{Image 5 = image1 - image 4}} \tag{II.1.35}$$

Je représente dans la figure II.1.7, l'image 5 (II.1.35). La structure résiduelle est dûe à la convo-

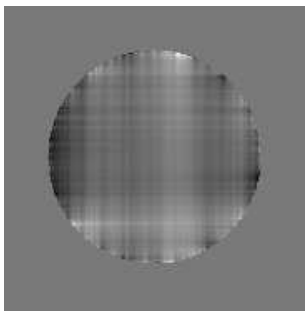

FIGURE II.1.7 – *Image 5 (II.1.35).*

lution de la phase par le masque coronographique et la troncature par le diaphragme de Lyot.

On voit que les erreurs apparaissent surtout sur les bords de la pupille. La quatrième image permet d'estimer l'erreur de phase : elle correspond à une précision de 38,8% rms. Cette erreur est importante, cependant, en réalisant plusieurs itérations, on peut espérer que la phase estimée parvienne à converger vers la phase initiale ϕ. On verra dans le chapitre II.3 que c'est effectivement le cas. Cette étude permet de mettre en évidence une relation forte entre la phase ϕ dans la pupille P et le champ dans le diaphragme de Lyot.

En utilisant l'équation II.1.33, on peut aussi écrire le terme II.1.34 sous la forme :

$$\left[\left(\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L\right) * \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)\right].P = \left(Im\left(\frac{\psi_E}{\psi_0}\right) * \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)\right).P \qquad \text{(II.1.36)}$$

Ce terme est réel et je me propose de l'utiliser pour estimer la phase. Dans les équations II.1.34 et II.1.36 je convolue par une fonction$\frac{1}{M}$. Dans le cas des coronographes à masque de phase comme le quatre quadrants, M ne s'annule pas. En revanche, on ne peut pas appliquer directement cette démarche au coronographe d'amplitude de type Lyot qui va faire disparaitre des fréquences spatiales [Sivaramakrishnan et al., 2002]. Une étude reste à faire pour déterminer s'il existe un estimateur simple pour de tels coronographes.

II.1.4.2 Effet du FQPM dans le plan pupille : cas de la déformée d'un actionneur

Je considère maintenant un cas où les erreurs d'amplitude sont nulles et la seule erreur de phase est donnée par la déformée d'un actionneur du miroir déformable. On approxime cette déformée par une gaussienne située dans la pupille (voir section II.2.2 pour la description des fonctions d'influence utilisées dans la simulation). Le diaphragme de Lyot est de 100%. Je représente dans la figure II.1.8, les 4 images correspondant à la phase ϕ et aux images II.1.31 à II.1.34. Je montre avec ces images l'impact de la convolution de la phase par $\mathcal{F}^{-1}(M)$.

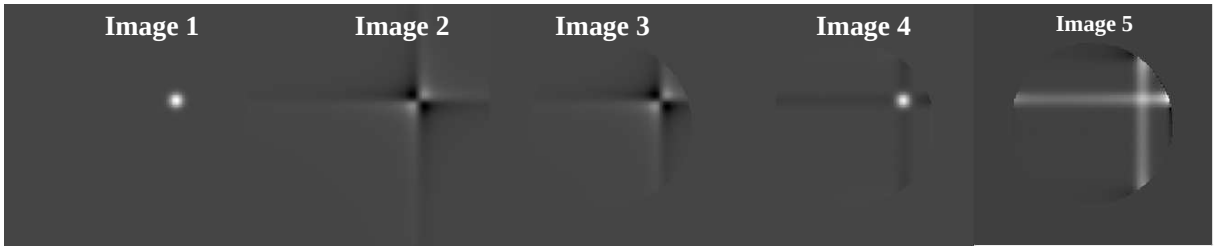

FIGURE II.1.8 – *Diaphragme de Lyot de 100%. Image 1 : Déformée locale, une gaussienne. Image 2 : $\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)$. Image 3 : $\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L$. Image 4 : $\left[\left(\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L\right) * \mathcal{F}^{-1}(\frac{1}{M})\right].P$. Image 5 : Image 1 - image 4. L'échelle de l'image 5 n'est pas la même que celle des images 1, 2, 3 et 4.*

En convoluant la phase par $\mathcal{F}^{-1}(M)$ (image 2 de la figure II.1.8), on voit que l'on perd une partie de l'information sur la gaussienne et on voit apparaître un effet du coronographe quatre quadrants. En déconvoluant ensuite par $\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)$ (image 4 de la figure II.1.8) on récupère l'information sur la gaussienne mais l'effet du quatre quadrants reste visible. Je soustrais à l'image 1, l'image 4 afin de voir le résidu de phase (image 5 de la figure II.1.8). L'erreur de l'estimation de la phase dans une pupille de la taille de la pupille d'entrée P est de 27,7%.

II.1.4.3 Étude de l'impact de la taille du diaphragme de Lyot

J'étudie dans ce paragraphe l'impact de la taille du Lyot sur l'estimation de la phase. Dans les trois cas présentés ci-dessous, je réalise la même simulation mais j'utilise des diaphragmes

de Lyot dont le diamètre D_L est de 100%, 95% et 80% du diamètre de la pupille D_P. Dans les trois cas, je considère une phase initiale ϕ correspondant à un tirage aléatoire auquel j'ajoute un défaut de phase localisé proche du bord de la pupille P. Je regarde alors si ce défaut additionnel est correctement estimé en fonction du Lyot appliqué. Pour cela, je détermine les termes II.1.31 à II.1.35. Ce défaut localisé en plus de la phase aléatoire va correspondre à l'information que nous allons chercher à mesurer dans le cas de l'étalonnage de la matrice d'interaction expérimentale que je présente dans la section III.2.4.2. La déformée d'un actionneur est effectivement un défaut de phase très localisé dans la pupille.

II.1.4.3.1 Cas d'un diaphragme de Lyot de 100%

Le diaphragme de Lyot utilisé est de 100%. L'erreur de phase initiale est construite par un tirage aléatoire de 20 nm rms auquel j'ajoute un défaut très localisé (une gaussienne) en bord de pupille. Je ne montre pas dans ce paragraphe les images correspondant à la phase initiale et aux images II.1.31 à II.1.34 car ces images sont très similaires aux images de la figure II.1.6 avec un défaut additionnel localisé visible sur le bord de la pupille. Je représente sur la figure II.1.9 la différence entre l'image 1 (la phase initiale) et l'image 4 (image II.1.34). Le point brillant blanc

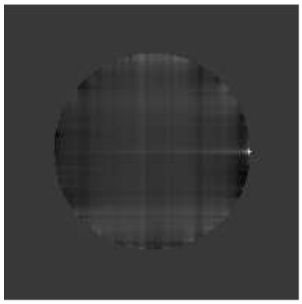

FIGURE II.1.9 – *Diaphragme de Lyot de 100%. Image 5 (II.1.35).*

sur la droite de la pupille est le résidu de l'erreur additionnelle à la phase ϕ en bord de pupille. Dans ce cas, la phase est estimée avec une erreur de 39,7% rms sur toute la pupille. Cette erreur est du même niveau que celle trouvée au paragraphe II.1.4.1 malgré la position de la gaussienne au bord de la pupille.

II.1.4.3.2 Cas d'un diaphragme de Lyot de 95%

Je considère un diaphragme de Lyot de 95%. La phase, correspondant au tirage aléatoire de 20 nm rms auquel j'ai ajouté un défaut en bord de pupille, est représentée par la première image à gauche de la figure II.1.10, le défaut additionnel est le point blanc plus intense sur la droite de l'image. Je représente aussi les images obtenues à partir des équations II.1.31, II.1.32, II.1.34 et II.1.35. En convoluant la phase par $\mathcal{F}^{-1}(M)$, le défaut additionnel est diffracté (deuxième image de la figure II.1.10). Après application du diaphragme de Lyot de 95%, on voit apparaître une partie de l'information du défaut additionnel sur l'image 3. La quatrième image correspondant à une forme approchée de la phase ϕ dans la pupille P est assez similaire à la phase initiale. L'information sur les bords est légèrement tronquée car le Lyot est plus petit que la pupille, cependant, on retrouve une bonne partie de l'information, dont le défaut additionnel. On remarque que celui-ci n'aurait pas été visible si on avait directement appliqué le Lyot sur la phase initiale car cette erreur se trouve en dehors du diaphragme de Lyot de 95%. L'estimateur de

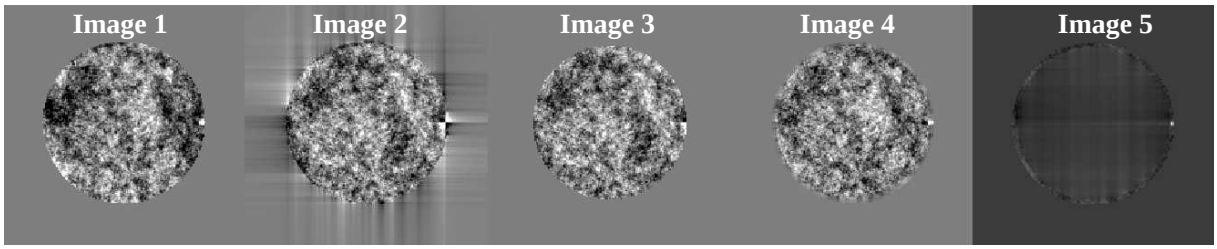

FIGURE II.1.10 – *Diaphragme de Lyot de 95%. Image 1 : Phase ϕ (tirage aléatoire de phase + erreur localisée additionnelle. Image 2 : $\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)$. Image 3 : $\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L$. Image 4 : $\left[((\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)).L) * \mathcal{F}^{-1}(\frac{1}{M})\right].P$. Image 5 : image 1 - image 4.*

l'équation II.1.29 permet donc de reconstruire le front d'onde légèrement au-delà du rayon du diaphragme de Lyot de taille proche de celle de la pupille. La phase est, dans ce cas, estimée avec une erreur de 50,7% rms sur toute la pupille.

II.1.4.3.3 Cas d'un diaphragme de Lyot de 80%

Je considère un diaphragme de Lyot de 80%. Je représente la phase ϕ à laquelle a été ajouté le défaut en bord de pupille et les images II.1.31, II.1.32, II.1.34 et II.1.35 dans la figure II.1.11. Avec un Lyot de 80%, il y a trop d'informations perdues pour pouvoir reconstruire le front d'onde

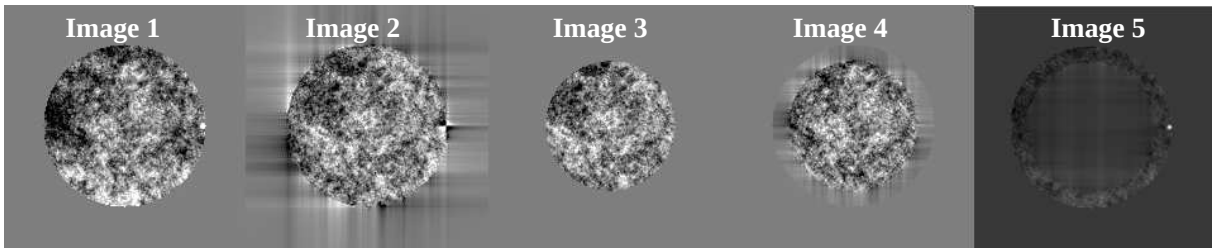

FIGURE II.1.11 – *Diaphragme de Lyot de 80%. Image 1 : Phase ϕ (tirage aléatoire de phase + erreur localisée additionnelle. Image 2 : $\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)$. Image 3 : $\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right).L$. Image 4 : $\left[((\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)).L) * \mathcal{F}^{-1}(\frac{1}{M})\right].P$. Image 5 : image 1 - image 4. L'échelle de l'image 5 est différente de celle des images 1, 2, 3 et 4.*

sur toute la pupille. Cela explique que la quatrième image de la figure II.1.11 ne ressemble pas à la phase réelle dans la couronne entre $0{,}8D_P/2$ et $D_P/2$ (D_P est le diamètre de la pupille). Une grande partie de l'information est perdue sur les bords en dehors de la pupille de la taille du Lyot. Cette fois, on ne retrouve pas l'information sur le défaut additionnel local. La phase est alors estimée avec une erreur de 66,3% rms sur toute la pupille.

II.1.4.3.4 Discussion

Je récapitule dans le tableau II.1.1, les valeurs en pourcentage de l'erreur avec laquelle la phase incluant un défaut local (déformée d'un actionneur) est estimée en fonction de la taille du diaphragme de Lyot utilisé. Dans le cas étudié, on voit que pour un Lyot de 100%, l'erreur de l'estimation de la phase est de l'ordre de 40% rms. Pour un Lyot plus petit, l'erreur de l'estimation de la phase augmente. Cette erreur est de 50,7% pour un Lyot de 95% et augmente jusqu'à 66,3% pour un Lyot de 80%. Pour un Lyot inférieur à 80%, on perd beaucoup d'informations sur les

Diamètre du Lyot	100%, 95%, 80%
Erreur de l'estimation de la phase (% rms)	39,7 50,7 66,3

TABLE II.1.1 – *Erreur de l'estimation de la phase en fonction du diamètre du diaphragme de Lyot. L'erreur est estimée sur la surface complète de la pupille.*

bords de la pupille et l'estimation de la phase y est mauvaise. Par contre, à l'intérieur de la surface du Lyot l'estimation reste proche de celle obtenue dans le cas à 100%.

Il n'est pas toujours facile de prendre un Lyot proche de 100% à cause des effets de diffractions engendrés par les aberrations en amont, aux imperfections du masque coronographique lui-même (qualité des transitions) et des problèmes de stabilité mécanique entre pupille et diaphragme de Lyot. Il faut trouver un compromis pour estimer convenablement la phase en prenant un Lyot proche de la pupille et ne pas être gêné par ces effets. Sur le banc expérimental, nous utilisons un Lyot de 94%. La réponse des actionneurs en bord de pupille peut ainsi être mesurée sans trop de difficultés.

Afin de compléter cette étude, je présente, dans la section II.3.2.2, des résultats de simulations dans lesquelles je fais varier la taille du diaphragme de Lyot. Je montre alors le contraste que l'on peut atteindre en plan focal en fonction du diaphragme de Lyot utilisé.

II.1.5 Estimation linéaire du front d'onde

On a vu dans la section II.1.4 que le terme II.1.34 et l'équation II.1.36 étaient très proches de la phase. Or, nous cherchons une estimation linéaire de la phase à partir des données produites par la SCC.

Hypothèse 4 : On définit donc la phase estimée ϕ_{est} comme étant égale au membre de droite de l'équation II.1.36 :

$$\phi_{est} = \left[Im\left(\frac{\psi_E}{\psi_0}\right) * \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)\right].P \tag{II.1.37}$$

On obtient les mêmes résultats en considérant une erreur d'amplitude α. Dans ce cas, on considère la partie réelle et pas imaginaire dans l'équation II.1.29. En introduisant l'amplitude estimée α_{est} et en prenant la transformée de Fourier du produit de convolution, on écrit l'équation générale :

$$\alpha_{est} + i\phi_{est} = \mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}\left(\frac{\psi_E}{\psi_0}\right)\frac{1}{M}\right).P \tag{II.1.38}$$

En comparant cette expression et l'équation II.1.29, on se rend compte que les approximations que l'on a fait ici sont équivalentes à supposer que le diaphragme de Lyot ne filtre aucune information dans II.1.29. C'est équivalent à dire que la convolution par la transformée de Fourier du Lyot a peu d'impact sur la structure des speckles en plan focal, c'est à dire qu'elle est essentiellement déterminée par $\alpha + i\phi$ dans la pupille P.

En utilisant l'équation II.1.28, on peut réécrire l'expression du front d'onde estimé dans la pupille P en fonction de I_- :

$$\alpha_{est} + i\phi_{est} = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0.A_R^*.M}\right)P \quad \text{pour} \quad A_R^* \neq 0 \tag{II.1.39}$$

On déduit l'expression de l'estimation des erreurs d'amplitude α_{est} et de phase ϕ_{est} :

$$\alpha_{est} = Re\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0.A_R^*.M}\right)\right)P \quad \text{pour} \quad A_R^* \neq 0 \tag{II.1.40}$$

$$\phi_{est} = Im\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0.A_R^*.M}\right)\right)P \quad \text{pour} \quad A_R^* \neq 0 \tag{II.1.41}$$

L'estimation de la phase et de l'amplitude se fait directement à partir de l'intensité I_- définie dans l'équation II.1.27. Cette intensité I_- est obtenue à partir de l'image des speckles frangés I.

En corrigeant la phase à partir de cette estimation, on devrait parvenir à améliorer le contraste en plan focal. Dans le cas où on utilise un miroir déformable avec un nombre limité d'actionneurs, la zone de correction dans le plan focal sera limité (section I.2.4.1). En effet, la zone de correction d'un miroir déformable comportant NxN actionneurs, à maillage carré, réduit le bruit de speckles sur une zone de $N\lambda/D_P$x$N\lambda/D_P$ en plan focal. L'image en plan focal de la pupille de référence R est une tache d'Airy (figure II.1.3, milieu), A_R^* s'annule alors en certains points correspondant aux zéros de la fonction d'Airy. Selon le diamètre de la référence, les zéros des anneaux d'Airy peuvent être ou pas dans la zone de correction du miroir déformable. Les diamètres de la référence et du diaphragme de Lyot sont reliés par la relation $\gamma = \frac{D_L}{D_R}$. Dans le cas où :

$$1.22\,\gamma < N/\sqrt{2} \tag{II.1.42}$$

les zéros de la référence se trouvent dans la zone de correction du miroir déformable. En effet, les premiers zéros de la référence sont en $1.22\lambda/D_R$ et la distance la plus grande dans la zone de correction est $N\sqrt{2}\lambda/(2D_P)$ (la demie diagonale du carré). Par conséquence, les speckles ne sont pas frangés sur l'anneau correspondant aux zéros de la référence. Le terme d'interférence $|A_R^*\,A_E|$ s'annule et une partie de l'information du front d'onde en amont du masque coronographique est perdue. On ne peut donc ni estimer cette information, ni la corriger (Galicher [2009], section IV.1.1). En d'autres termes, il manque certaines des hautes fréquences spatiales correspondantes dans le front d'onde estimé. Si les diamètres de la référence D_R et du Lyot D_L sont tels que :

$$1.22\gamma > N/\sqrt{2} \tag{II.1.43}$$

les premiers zéros de A_R sont en dehors de la zone de correction. On va travailler dans ces conditions dans la suite du manuscrit.

Hypothèse 5 : La référence R a un diamètre D_R suffisamment petit par rapport au diamètre D_L du diaphragme de Lyot pour supposer que A_R est quasi-uniforme dans la zone de correction. Dans ce cas, on peut faire l'approximation $A_R^* \simeq A_0$, avec A_0 une constante égale à la valeur moyenne de $|A_R|$ sur la zone de correction. L'expression de l'estimation des erreurs d'amplitude et de phase devient :

$$\boxed{\begin{array}{l}\alpha_{est} = Re\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0.A_0.M}\right)\right)P \\ \phi_{est} = Im\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0.A_0.M}\right)\right)P\end{array}} \tag{II.1.44}$$

Dans cette hypothèse, lorsqu'on estime les erreurs d'amplitude et de phase, on garde le filtrage par A_R^*, α_{est} et ϕ_{est} sont alors lissées. Je résume dans la figure II.1.12 les étapes pour estimer le front d'onde à partir de l'image des speckles frangés (image SCC). Dans le cas présenté, je suppose qu'il n'y a pas d'erreurs d'amplitude ($\alpha = 0$).

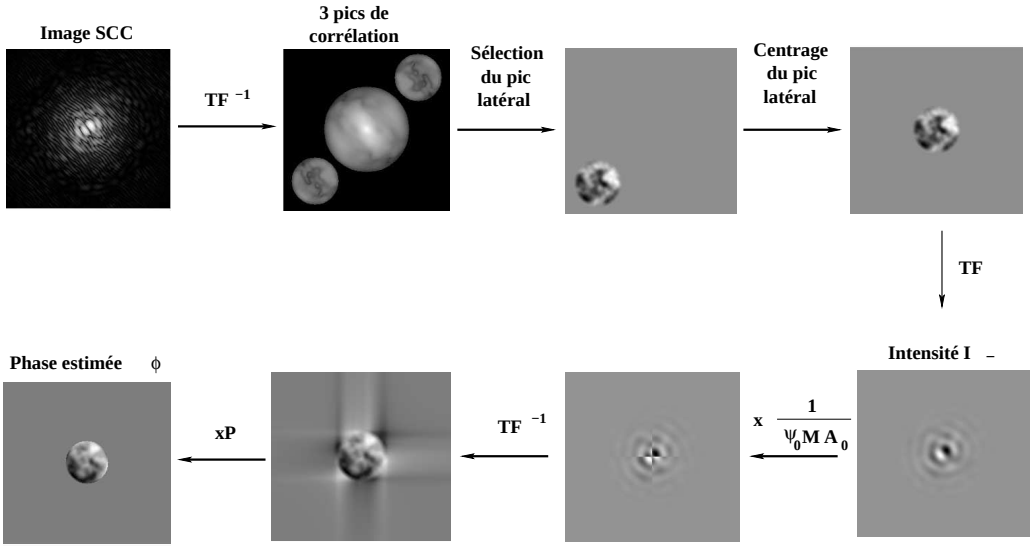

FIGURE II.1.12 – *Schéma récapitulatif - Estimation des erreurs de phase à partir de l'image SCC ($\alpha = 0$) : les différentes étapes de réduction des données.*

II.1.6 Correction du front d'onde

II.1.6.1 Correction de l'erreur de phase ϕ

Je considère dans ce paragraphe que les erreurs d'amplitude sont nulles. Je considère une erreur de phase ϕ dans la pupille d'entrée. En utilisant un miroir déformable placé en amont du masque coronographique (figure II.1.1), on peut corriger les erreurs de phase. Pour cela, on applique sur le miroir l'opposée de la phase estimée ϕ_{est} (II.1.44). On note ϕ_{MD} la phase projetée sur le miroir. Pour estimer l'erreur de phase, j'ai fait certaines approximations et hypothèses. Par conséquent, l'estimation de la phase n'est pas parfaite et plusieurs itérations de correction sont nécessaires pour atteindre un résidu stellaire le plus faible possible. Je crée un vecteur noté a correspondant aux coefficients de correction à appliquer sur le miroir déformable à l'itération j de correction :

$$\{a_{i,j}\} = M_{com}.\phi_{est,j} \tag{II.1.45}$$

M_{com} est la matrice de commande du miroir déformable. J'explique plus précisément dans le chapitre II.2 comment est construite cette matrice de commande. Je note f_i les fonctions d'influence du miroir déformable avec l'indice i variant entre 1 et NxN (NxN étant le nombre d'actionneurs du miroir déformable). En supposant une loi de commande intégrateur (section I.2.1.2.6) et en notant g le gain de l'intégrateur, la phase à appliquer sur le miroir déformable à l'itération j va s'écrire :

$$\phi_{MD,j} = \left(\phi_{MD,j-1} + g.\sum_{i=1}^{N^2} a_{i,j}.f_i \right).P \tag{II.1.46}$$

Le résidu de l'erreur de phase ϕ_{j+1} à l'itération $j+1$ s'écrit :

$$\phi_{j+1} = \phi - \phi_{MD,j} \tag{II.1.47}$$

La figure II.1.13 représente la phase initiale ϕ (image 1), la phase estimée ϕ_{est} (image 2), la phase projetée sur le miroir déformable ϕ_{MD} pour la première itération de correction (image

3) et le résidu de phase après 10 itérations de correction (image 4). Ici, nous considérons une pupille circulaire sur laquelle est placé un miroir déformable de NxN actionneurs à maillage carré ($N = 26$ actionneurs sur le diamètre, $\phi = 20$nm rms, $D_L = D_P$ et $\gamma = 14$. Voir chapitre II.2 pour plus de détails sur les paramètres de la simulation). Remarque : on exprime ϕ en nm rms bien que dans les équations ce soit des phases exprimées en radian. La longueur d'onde de simulation est de 635 nm. Les déformées engendrées par le mouvement des actionneurs sont des gaussiennes comme celles présentées dans la section II.2.2. Les basses fréquences sont bien estimées avec la

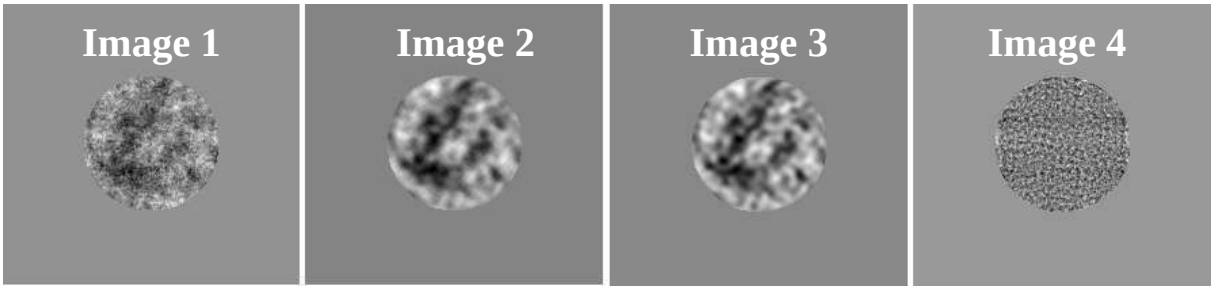

FIGURE II.1.13 – *Image 1 : Erreur de phase initiale $\phi = 20$ nm rms. Image 2 : Phase estimée ϕ_{est} à l'itération 0. Image 3 : Phase projetée sur le miroir déformable ϕ_{MD} à l'itération 0. Image 4 : Phase résiduelle ϕ_{10} à la dixième itération, 10 nm rms. $D_L = D_P$, $\gamma = 14$.*

SCC (image2). On remarque qu'après une dizaine de corrections itératives, les hautes fréquences sont toujours présentes dans la phase résiduelle (image 4).

En corrigeant la phase à partir des speckles frangés par la SCC (figure II.1.3), on parvient à améliorer le contraste en plan focal (figure II.1.14). La zone plus sombre correspond à la zone active du miroir déformable, elle correspond aux fréquences spatiales des aberrations du plan pupille que le miroir déformable peut corriger. Les conditions de cette simulation sont les mêmes que dans la figure II.1.13. Dans le cas présenté, toute la zone située dans un carré de côté Nλ/D

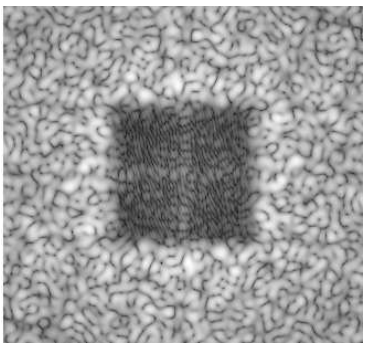

FIGURE II.1.14 – *Champ de speckles après correction dans le cas où A_R^* ne s'annule pas dans la zone de correction du miroir déformable. Mêmes conditions que dans la figure II.1.13.*

en plan focal est corrigée. Cela correspond à un cas où A_R^* ne s'annule pas dans la zone de correction. Une étude quantitative est faite dans le chapitre II.3.

II.1.6.2 Correction des erreurs de phase ϕ et d'amplitude α

Les erreurs d'amplitude ne peuvent pas être directement corrigées par le miroir déformable et vont donc limiter le niveau résiduel des speckles à l'intérieur de la zone de correction des effets de

la phase. En effet, ces erreurs d'amplitude créent également des speckles en plan focal. On peut espérer supprimer une partie de ces speckles à partir de speckles crées par des phases appliquées sur le miroir déformable.

En utilisant les propriétés de symétrie de la transformée de Fourier, Bordé & Traub [2006] ont montré qu'il est possible de supprimer les speckles produits par des erreurs de phase et d'amplitude dans un demi champ symétrique par rapport à l'axe optique. On peut voir l'ajout des défauts d'amplitude comme une multiplication par 2 du nombre d'inconnues à corriger avec le même nombre de degrés de liberté du miroir déformable (NxN actionneurs). Il est donc logique que la zone de correction se trouve réduite d'un facteur 2.

En utilisant l'équation II.1.12 et en rappelant que l'amplitude complexe A_E s'écrit : $A_E = \mathcal{F}(\psi_E)$, on obtient l'expression :

$$A_E(\vec{x}) = \psi_0[\mathcal{F}(\alpha + i\phi)M] * \mathcal{F}(L) \tag{II.1.48}$$

Je note ϕ_c "la phase complexe" correspondant aux erreurs d'amplitude α et de phase ϕ :

$$\phi_c = \phi - i\alpha. \tag{II.1.49}$$

$A_E(\vec{x})$ s'écrit alors :

$$A_E(\vec{x}) = \psi_0[\mathcal{F}(i\phi_c)M] * \mathcal{F}(L) \tag{II.1.50}$$

Je cherche la phase réelle ϕ_r à appliquer sur le miroir déformable pour corriger, sur la moitié du champ, les speckles résiduels crées par la phase et l'amplitude simultanément. Cette phase réelle est telle que l'amplitude complexe en plan focal est égale, sur la moitié du champ ($x > 0$ par exemple et quel que soit y), à l'amplitude complexe correspondant à ϕ_c. Cela revient à déterminer ϕ_r de telle sorte que :

$$\mathcal{F}(\phi_c - \phi_r)(x,y) \to 0 \quad \text{pour} \quad x \geqslant 0 \ \text{ et } \ \forall y. \tag{II.1.51}$$

On obtient une définition générale de ϕ_r :

$$\begin{cases} \mathcal{F}(\phi_r)(x,y) = \mathcal{F}(\phi_c)(x,y) \quad \text{pour} \quad x \geqslant 0 \ \text{ et } \ \forall y \\ \phi_r \in R \end{cases} \tag{II.1.52}$$

On peut décrire plus précisément cette définition en se rappelant que ϕ_r étant réelle, l'amplitude complexe en plan focal doit être hermitienne. ϕ_r doit alors vérifier les relations suivantes écrites quelque soit y et pour $x > 0$:

$$\begin{cases} \mathcal{F}(\phi_r)(x,y) = \mathcal{F}(\phi_c)(x,y) \\ Re(\mathcal{F}(\phi_r))(-x,-y) = Re(\mathcal{F}(\phi_r))(x,y) \\ Im(\mathcal{F}(\phi_r))(-x,-y) = -Im(\mathcal{F}(\phi_r))(x,y) \end{cases} \quad \text{pour } x \geqslant 0 \text{ et } \forall y \text{ (pour les 3 égalités)} \tag{II.1.53}$$

En projetant cette phase ϕ_r sur le miroir déformable, on est donc capable de corriger simultanément, sur une moitié de la zone de correction, les speckles résiduels crées par les erreurs de phase et d'amplitude. Pour corriger le front d'onde α et ϕ, je créer la phase réelle estimée $\phi_{r,est}$ à partir des équations II.1.49 - II.1.53 en remplacant dans l'équation II.1.49 α et ϕ par α_{est} et ϕ_{est} (équations II.1.44 et II.1.44). J'adapte l'équation II.1.45 pour définir le vecteur a constitué des coefficients de correction :

$$\{a_{i,j}\} = M_{com}.\phi_{r,est,j} \tag{II.1.54}$$

Je définis la phase projetée sur le miroir déformable $\phi_{MD,j}$ à l'itération j en utilisant l'équation II.1.46.

La phase ϕ_r est la phase qui atténue les effets de phase et d'amplitude en plan focal sur un demi champ de $0\lambda/D$ à l'infini. Cependant, le miroir déformable a un nombre limité NxN d'actionneurs, on ne peut donc corriger les effets des aberrations en plan focal que sur une zone de taille $N\lambda/2D.N\lambda/D$, soit $[0,N\lambda/(2D)].[-N\lambda/(2D),N\lambda/(2D)]$. L'image obtenue après correction est donnée par figure II.1.15, cette image correspond à $\phi = 20$nm rms et $\alpha = 1{,}8\%$ rms, $D_P = D_L$, $\gamma = 14$, NxN= 26^2 actionneurs.

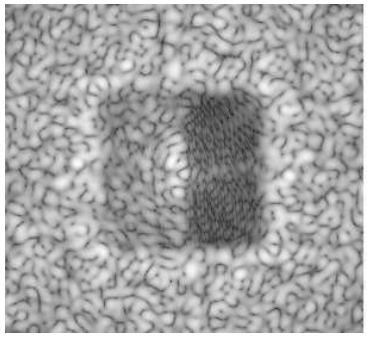

FIGURE II.1.15 – *Champ de speckles après correction de la phase et de l'amplitude. Mêmes conditions que dans la figure II.1.13, $\phi = 20nm$ rms, $\alpha = 1{,}8\%$, $N.N = 26^2$ actionneurs.*

II.1.7 Estimation du compagnon

Si une source hors-axe est présente, sa lumière n'est pas affectée par le coronographe et son image sur le détecteur n'est pas modifiée. Dans le cas où le compagnon est suffisamment brillant, son image est au dessus du bruit de speckles. Une technique de supression des speckles est sans intérêt. Dans un cas plus réaliste, l'image du compagnon de faible intensité est noyée dans le bruit de speckles (figure II.1.16). Une technique est nécessaire soit pour atténuer le bruit de speckles, soit pour extraire le signal du compagnon, soit les deux.

FIGURE II.1.16 – *Image d'un compagnon dans un champ de speckles.*

Je viens de présenter le premier mode de fonctionnement de la SCC, c'est à dire, la SCC utilisée comme analyseur de surface d'onde. Après correction par le miroir déformable, il reste encore dans la zone de correction des speckles résiduels provenant des effets de diffraction des fréquences non corrigées. Ces speckles sont frangés par la SCC. Il est possible d'extraire l'information du compagnon de ce champ de speckles résiduels en utilisant la SCC comme estimateur

du compagnon. Durant ma thèse, je ne me suis pas penchée sur ce deuxième mode de la SCC. Je présente néanmoins succintement dans ce paragraphe le formalisme pour extaire l'image du compagnon [Baudoz et al., 2006]. Ce mode de fonctionnement de la SCC a été étudié dans Galicher [2009]. Le schéma de la figure II.1.17 représente le trajet optique des lumières de l'étoile (tracé rouge) et de son compagnon (tracé bleu) à travers la SCC.

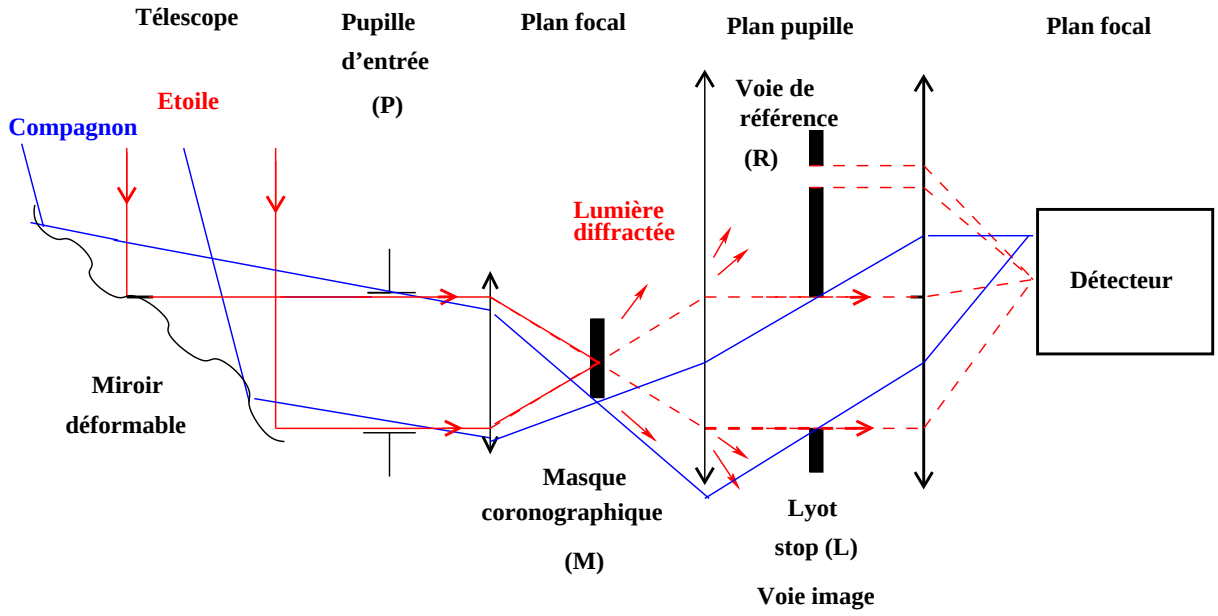

FIGURE II.1.17 – *Trajet optique des lumières stellaire (tracé rouge) et du compagnon (tracé bleu) à travers la SCC.*

Les lumières stellaire et du compagnon convergent dans le plan du masque de phase M. Seule la lumière stellaire est atténuée par le coronographe, celle du compagnon ne l'est pas car il est hors axe. La lumière de l'étoile est alors rejetée en dehors du diaphragme de Lyot de telle sorte qu'elle seule passe à travers la référence. Les lumières stellaire et du compagnon n'étant pas cohérentes entre elles, l'image du compagnon n'est pas frangée, seuls les speckles résiduels de l'étoile le sont (figure II.1.18). Il se peut que le contraste atteint après correction de la phase et de

FIGURE II.1.18 – *Images en plan focal des speckles frangés et du compagnon non frangé.*

l'amplitude (section II.1.6) ne soit pas assez suffisant pour détecter l'image du compagnon aussi

distinctement que sur la figure II.1.18. Dans ce cas, pour extraire l'information du compagnon, on peut utiliser le deuxième mode de fonctionnement de la SCC. Les speckles résiduels après correction sont toujours frangés et par conséquent modulés spatialement. L'expression de l'intensité I de cette image a donc la même forme que celle donnée par l'équation II.1.22. Cependant, il faut considérer l'image du compagnon qui s'ajoute de manière incohérente (sans modulation spatiale par la pupille de référence). Je note I_C l'intensité du compagnon. Avec $I_i = |A_i|^2$, l'équation II.1.22 peut se réécrire de la façon suivante :

$$I(\vec{x}) = I_E(\vec{x}) + I_R(\vec{x}) + I_C(\vec{x}) + A_E^* A_R \exp\left(\frac{-2i\pi x.\xi_0}{\lambda}\right) + A_E A_R^* \exp\left(\frac{2i\pi x.\xi_0}{\lambda}\right) \quad \text{(II.1.55)}$$

En appliquant la transformée de Fourier, on obtient les trois pics de corrélation (figure II.1.5). Le pic central est maintenant la somme de l'autocorrélation des trois images I_E, I_R et I_C (intensités de l'étoile, de la référence et du compagnon). Les pics latéraux représentent toujours l'autocorrélation des fonctions ψ_E et ψ_R.

L'information du compagnon se trouve dans le pic central et celle concernant les speckles stellaires dans les pics latéraux et le pic central. Je définie par I_1 la transformée de Fourier du pic central et par I_- , I_+ la transformée de Fourier des pics latéraux conjugués l'un de l'autre.

$$I_1 = I_E + I_C + I_R \quad \text{(II.1.56)}$$

$$I_-.I_+ = I_R.I_E \quad \text{(II.1.57)}$$

L'intensité du compagnon I_C s'écrit alors :

$$I_C = I_1 - I_R - \frac{I_+.I_-}{I_R} \quad \text{pour} I_R \neq 0 \quad \text{(II.1.58)}$$

Pour détecter I_C, on peut soit enregistrer l'image de la référence I_R avant ou après l'observation scientifique, soit faire l'approximation que I_R est une tache d'Airy si γ est suffisamment grand ($\gamma > 10$, D_R petit) [Baudoz et al., 2006; Galicher & Baudoz., 2007; Galicher, 2009]. Nous obtenons ainsi l'information du compagnon.

Chapitre II.2

Outils de simulation

Dans ce chapitre je présente les outils de simulation que j'ai developpés. Le but est de reproduire l'expérience en laboratoire avec le banc d'imagerie Très Haute Dynamique (THD). Ce banc est présenté dans le chapitre III.1. J'explique dans ce chapitre comment simuler le coronographe à quatre quadrants, la SCC et le miroir déformable. Je développe la méthode suivie pour créer, par simulations numériques, une matrice d'interaction synthétique à partir de mesures SCC et la matrice de commande obtenue à partir de la matrice d'interaction synthétique.

II.2.1 Simulation du coronographe à quatre quadrants et de la SCC

Dans mon étude, je simule tout d'abord une image en utilisant l'équation II.1.1 que je projette sur le masque coronographique. J'utilise un coronographe à quatre quadrants (présenté dans la section I.2.2.2). Ce coronographe comporte un masque de phase M situé en plan focal et un diaphragme de Lyot L situé dans le plan pupille suivant (figure II.1.1). Pour simuler le masque M je crée un damier de la taille de l'image. La phase sur deux quadrants opposés à 45^o a une valeur de π, elle est nulle dans les deux autres quadrants. Dans le plan focal, cela se traduit par multiplier par une valeur de 1 les pixels situés dans deux quadrants sur la diagonale et -1 les pixels dans les deux autres quadrants. Ce masque est centré sur les quatre pixels centraux. Je forme alors une image centrée sur le masque. Afin d'éviter les erreurs d'échantillonnage, je crée une pupille spécifique P. Cette pupille est telle que, dans le cas où il n'y a pas d'aberrations, la réjection du coronographe à quatre quadrants est parfaite avec un diaphragme de Lyot de 100% (hypothèse 2).

Dans le plan pupille suivant, j'applique le diaphragme de Lyot L. Pour créer la voie de référence R, j'ajoute un diaphragme de diamètre D_R dont le centre est à une distance ξ_0 du centre du diaphragme de Lyot. Dans cette simulation, je considère $\xi_0 = 1{,}63 D_P$. Ce paramètre reste constant quelque soit la valeur de γ.

Les paramètres constants de la simulation sont regroupées dans le tableau II.2.1. Le support des fonctions d'influence en plan pupille est la pupille P.

II.2.2 Les fonctions d'influence du miroir déformable

J'utilise, dans la simulation, un miroir déformable à maillage carré comportant NxN actionneurs ($N = 26$ actionneurs dans le diamètre de la pupille). Je commence par créer les fonctions

Densité spectral de puissance de l'amplitude α	f^{-2}, tirage aléatoire (α de moyenne nulle)
Densité spectral de puissance de la phase ϕ	f^{-2}, tirage aléatoire (ϕ de moyenne nulle)
Miroir déformable (32x32 actionneurs)	N = 26 actionneurs dans le diamètre de la pupille
Pas interactionneur	D_P/(N-1), soit 4 pixels
Diamètre de la pupille (D_P)	100 pixels
$\xi_0 = 1{,}63 D_P$	163 pixels
Longueur d'onde (λ)	635 nm
Nombre de pixels en λ/D_L (D_L diamètre du Lyot)	5,56 (pour $D_L = D_P$)
Taille de l'image	556x556 pixels
Coronographe	sans défaut - masque de phase à quatre quadrants
Gain de l'intégrateur	$g = 1$

TABLE II.2.1 – *Paramètres de la simulation du miroir déformable numérique.*

d'influence du miroir déformable. Je crée une grille sur laquelle je place les actionneurs. Je considère une pupille d'entrée P et j'impose initalement un pas interactionneur défini par : D_P/(N-1).

Je commence par simuler la forme de la membrane quand on applique une tension sur un actionneur dans la pupille. Je fais l'approximation que cette déformation a la forme d'une gaussienne et est la même pour tous les actionneurs. L'expression de cette fonction d'influence f générique s'écrit :

$$f = c_0 * exp(-U/2) \tag{II.2.1}$$
$$U = (x^2 + y^2)/\sigma^2 \tag{II.2.2}$$

Avec $c_0 = 0.1$ nm, $\sigma = 2.9$ pixels. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est $H = 6{,}81$ pixels. x et y sont les coordonnées. Cette fonction est proche de celle mesurée sur le miroir Boston Micromachines que nous utilisons sur le banc. Cette gaussienne est représentée en plan pupille et selon une coupe sur les figures II.2.1 de gauche et II.2.1 et de droite respectivement. Afin de créer

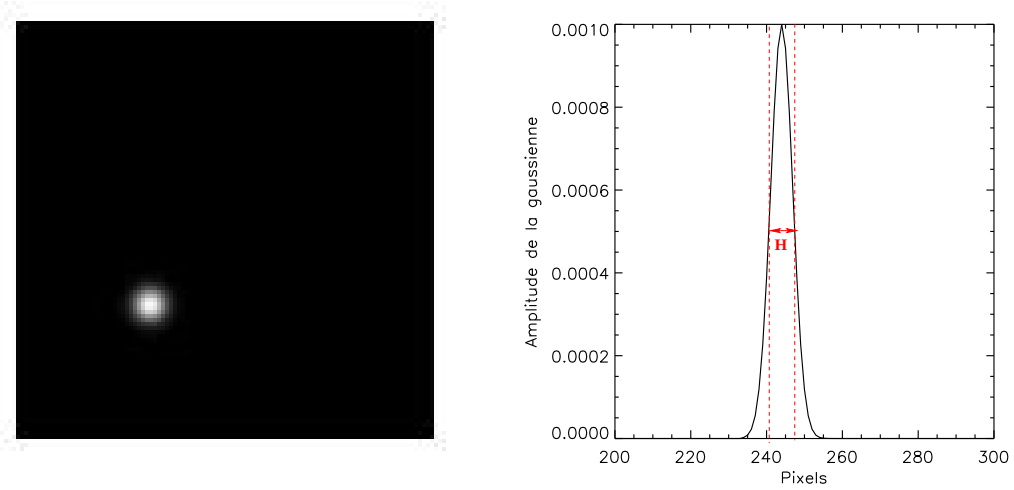

FIGURE II.2.1 – *Gauche : Image en plan pupille de la fonction d'influence gaussienne f. Droite : Coupe de f selon la direction y.*

toutes les fonctions d'influence du miroir déformable, j'utilise cette fonction d'influence gaussienne et la translate de la distance interactionneur sur l'ensemble des NxN actionneurs répartis sur une grille carrée. On obtient alors les NxN fonctions d'influence f_i du miroir déformable simulé (i varie entre 1 et NxN).

II.2.3 Simulation de la matrice d'interaction

Nous pourrions envisager à partir de la phase estimée par la SCC d'obtenir une projection sur les fonctions d'influence du miroir déformable. Cependant, ces fonctions d'influence ne sont pas connues dans le cas du banc THD, de plus, il est important de pouvoir prendre en compte les aberrations existantes dans l'imagerie pupillaire (stabilité de la pupille par rapport au Lyot, orientation du miroir déformable par rapport au détecteur).

J'ai donc procédé à l'enregistrement de matrices d'interaction expérimentales sur le banc. Cette matrice est construite selon le même procédé que celui présenté ci-dessous. La méthode consiste à tirer les actionneurs un à un et enregistrer l'estimateur de la déformation du miroir vu à travers la SCC. La matrice expérimentale créée de cette manière s'est avérée très bruitée à cause du bruit de lecture de la caméra. Les actionneurs situés sur les bords, qui présentent des déformations du miroir plus faibles, étaient très mal contraints. De plus, la présence de la croix au niveau de l'estimation de la phase (figure II.2.2) introduisait des couplages dans la commande. Un seuillage de cette matrice était possible mais les niveaux de cette croix variant en fonction de la position de l'actionneur dans la pupille, le seuillage de cette croix variait également. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé d'utiliser cette matrice d'interaction expérimentale uniquement pour déterminer la taille et l'amplitude moyenne de la fonction d'influence estimée et la géométrie de la grille d'actionneurs (orientation, pas interactionneur). À partir de ces grandeurs, je construis une matrice d'interaction synthétique. Je décris ci-dessous l'étude que j'ai menée en parallèle par simulation numérique afin de reproduire les phénomènes observés sur le banc lors des expériences. Dans ce paragraphe, je présente la première étape qui est de créer une première matrice d'interaction à partir des mesures de l'estimation de la phase. Je présente dans le paragraphe suivant la méthode pour créer la matrice synthétique. Dans la simulation numérique, la phase initiale est la gaussienne dont j'ai donné les caractéristiques dans le paragraphe II.2.2.

Étape 1 : Je considère les NxN fonctions d'influence du miroir déformable décrites dans le paragraphe II.2.2. En utilisant le formalisme présenté par les équations II.1.1 à II.1.22, j'obtiens NxN images SCC. En utilisant l'équation II.1.44, avec $A_0 = 1$ et $\psi_0 = 1$, j'estime chacune de ces fonctions d'influence à partir des images SCC. Je représente dans la figure II.2.2 une fonction d'influence f_i du miroir déformable (image de gauche) et l'estimation $f_{i,est}$ de cette fonction d'influence avec la SCC (image de droite). Dans la suite, j'appelle *mesures SCC* l'ensemble des fonctions estimées $f_{i,est}$. On voit l'effet du coronographe à quatre quadrants sur l'image représentant $f_{i,est}$. L'expression de la phase estimée par la SCC dépend de $1/M$ (équation II.1.44).

Étape 2 : Je sélectionne par seuillage les actionneurs utiles qui se trouvent dans la pupille. Je considère comme actionneurs utiles, les actionneurs correspondant aux mesures SCC $f_{i,est}$ dont l'amplitude est supérieure au dixième de l'amplitude d'une mesure SCC correspondant à un actionneur au centre de la pupille. En appliquant ce critère, j'obtiens N1 actionneurs utiles (N1<NxN).

Étape 3 : Je mets sous forme de vecteurs ces N1 mesures SCC $f_{i,est}$. Ces vecteurs sont appelés *vecteurs de mesure*. L'ensemble de ces vecteurs de mesure forment la première matrice d'interaction. Une partie de cette matrice est représentée dans la figure II.2.3.

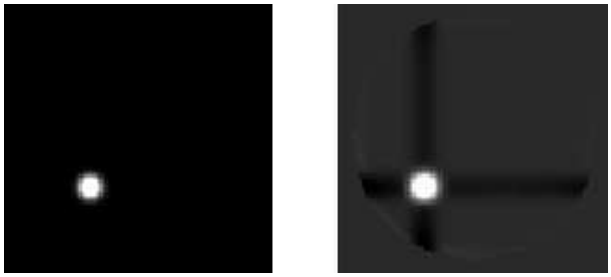

FIGURE II.2.2 – *Gauche : Fonction d'influence initiale f_i. Droite : Estimation de la fonction d'influence $f_{i,est}$ avec la SCC.*

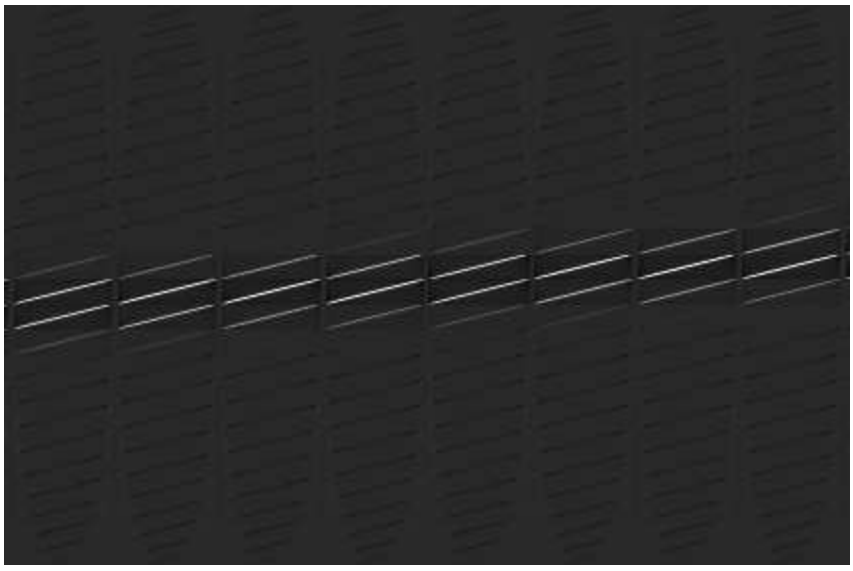

FIGURE II.2.3 – *Représentation d'une partie de la matrice d'interaction construite à partir des mesures SCC, $f_{i,est}$.*

II.2.4 La matrice d'interaction synthétique

Expérimentalement, la matrice précédente est utilisée pour créer une matrice synthétique nettoyée de l'effet de la croix. Je reproduis par simulations numériques ce que nous faisons expérimentalement. Je décris ci-dessous la méthode suivie pour fabriquer cette matrice synthétique. Dans la simulation, je considère que le réseau d'actionneurs n'est pas incliné (les lignes sont horizontales et les colonnes sont verticales) contrairement au cas réel qui présente un angle de quelques degrés.

Étape 1 bis : Je considère les N1 fonctions d'influence estimées $f_{i,est}$ de la section II.2.3. Afin de s'affranchir des effets de bord, je considère uniquement un carré de 10x10 mesures $f_{i,est}$ correspondant aux actionneurs au centre du miroir déformable.

Étape 2 bis : Afin de s'affranchir des artéfacts de la SCC, j'ajuste une gaussienne à chacune de ces mesures SCC et je mesure leur position. J'enlève ainsi sur l'image en plan pupille l'effet du coronographe. Finalement, j'obtiens 10x10 gaussiennes ajustées G_i correspondant aux 10x10 mesures SCC. J'estime le pas interactionneur moyen entre ces gaussiennes ajustées. Remarque : Dans le cas de la simulation numérique, le pas interactionneur trouvé est évidemment le même que celui injecté.

Étape 3 bis : Ces gaussiennes G_i étant toutes légèrement différentes, je crée une gaussienne unique notée G_u à partir de ces 10x10 gaussiennes G_i en prenant la médianne des paramètres.

Étape 4 : Je translate du pas interactionneur moyen la gaussienne G_u sur la grille des NxN actionneurs. J'obtiens NxN mesures synthétiques des fonctions d'influence notées $f_{i,synt}$.

Étape 5 : Je sélectionne ensuite les actionneurs utiles, c'est à dire les actionneurs dans la pupille P. Je procède comme dans l'étape 2. Je détermine un seuil correspondant au dixième du maximum d'une mesure synthétique correspondant à un actionneur au centre de la pupille. Un actionneur est retenu si le maximum de la partie de $f_{i,synt}$ qui est effectivement dans la pupille est supérieur au seuil.

J'obtiens alors N2 mesures synthétiques $f_{i,synt}$ (N2<NxN).

Étape 6 : Je mets sous forme de vecteurs de mesure ces N2 mesures synthétiques. Chaque vecteur ainsi formé est une colonne de la matrice d'interaction synthétique numérique notée $M_{int,s}$. Je représente dans la figure II.2.4 une partie de cette matrice d'interation (image de gauche) ainsi que ses valeurs propres (image de droite).

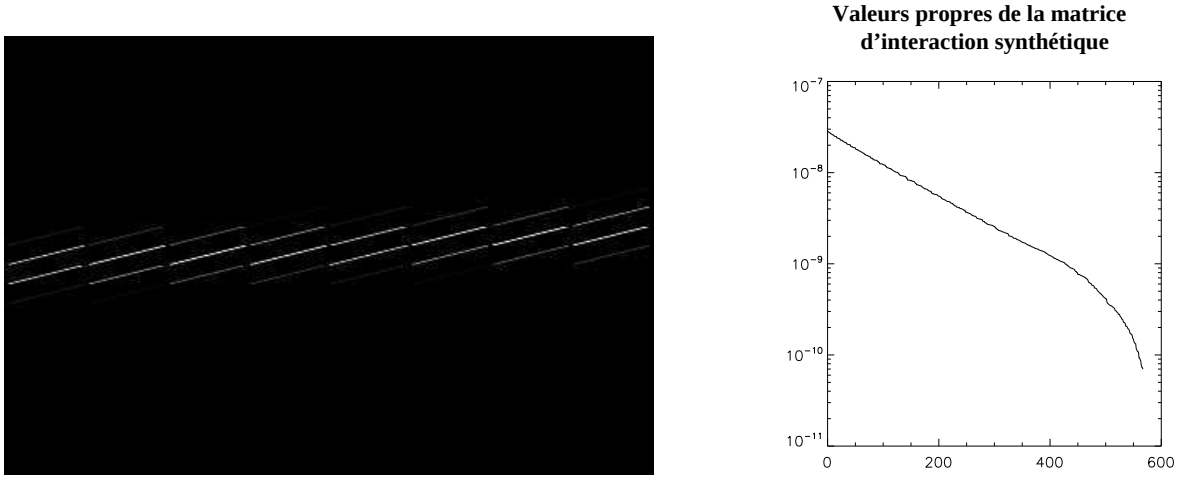

FIGURE II.2.4 – *Gauche : Matrice d'interaction synthétique numérique. Droite : Valeurs propres de la matrice d'interaction synthétique numérique.*

II.2.5 Inversion de la matrice d'interaction : création de la matrice de commande

Pour créer la matrice de commande M_{com}, je réalise une inverse généralisée de la matrice d'interaction (équation I.2.7). J'utilise la fonction *LASVD* sous IDL. Lors de cette inversion, il faut être attentif à ne pas garder de valeurs singulières de la matrice d'interaction trop faibles pour éviter la propagation d'un bruit. Cependant, en sélectionnant les actionneurs utiles (étape 5), je réalise déjà cette troncature des modes mal mesurés. Lors de l'inversion de la matrice d'interaction, je n'élimine donc aucun mode supplémentaire du fait que je calcule la matrice en double précision.

Chapitre II.3

Performance : résultats de simulations numériques

II.3.1 Conditions de la simulation

Dans cette section, je présente les performances atteintes par simulations numériques de la SCC utilisée comme analyseur de front d'onde. La SCC est couplée à un miroir déformable. Le choix du nombre d'actionneurs pour cette simulation a été fait de façon à respecter les critères du banc de test. Dans la pratique, en laboratoire, nous utilisons un miroir déformable électrostatique de la société Boston Micromachines comportant 32x32 actionneurs, mais tous ne sont pas utilisés car ils sont en dehors de la pupille ou trop proches de ses bords. Dans le diamètre de la pupille, il y a 26 actionneurs. Je considère donc initialement, dans la simulation numérique, 26x26 actionneurs et je définie un critère pour sélectionner les actionneurs utiles. Je simule un coronographe à quatre quadrants sans défaut. Je considère qu'il n'y a pas de bruit de photons ni de bruit de lecture. Je considère comme matrice d'interaction du miroir déformable, la matrice d'interaction synthétique présentée dans la section II.2.4. Le nombre d'actionneurs utiles est donc N2.

Dans une première simulation, je n'introduis que des erreurs de phase ($\alpha = 0$). Les erreurs de phase ϕ ont un spectre de la forme f^{-2}, ϕ est une variable aléatoire centrée. Je montre dans un premier temps le contraste que l'on peut obtenir en plan focal avec un diaphragme de Lyot de 100% et vérifie que la correction n'est pas limitée par le flux de la référence. Dans un deuxième temps, j'étudie l'impact de la taille du diaphragme de Lyot sur la correction de la phase. Dans un troisième temps, une fois la référence et le Lyot définis, j'étudie l'impact de la valeur rms de la phase initiale sur la correction de la phase. Ces simulations me permettent de reproduire les expériences faites sur le banc THD.

Dans une deuxième simulation, je fixe les paramètres en considérant un cas proche du banc et je corrige la phase et l'amplitude simultanément.

Pour étudier la performance de la SCC, je compare les profils radiaux de la moyenne azimutale des images en plan focal avec le profil radial de la moyenne azimutale d'une PSF (image non coronographiée).

Les conditions de la simulation qui restent constantes sont regroupées dans le tableau II.2.1. Dans ces simulations, je redéfinis γ et le note γ_P :

$$\gamma_p = \frac{D_P}{D_R} \tag{II.3.1}$$

II.3.2 Correction de la phase

Dans cette section, je présente des résultats de simulations obtenus en corrigeant uniquement les erreurs de phase ϕ, je considère qu'il n'y a pas d'erreur d'amplitude ($\alpha = 0$).

II.3.2.1 Étude de la référence

Dans cette simulation, je fais varier le paramètre γ_p, je considère les paramètres du tableau II.2.1 et les suivants :

- Diamètre du diaphragme de Lyot : $D_L = D_P$.
- $\gamma_p = 34$ et $\gamma_p = 14$.
- Nombre d'actionneurs utiles : N2 = 556 ($\gamma_p = 34$), N2 = 568 ($\gamma_p = 14$).
- Nombre d'itérations de correction : 20.
- Erreur de phase initiale : $\phi = 20$ nm rms.
- Erreur d'amplitude initiale : $\alpha = 0$.

Les fonctions d'influence à partir desquelles est faite la matrice d'interaction synthétique sont légèrement différentes pour les deux valeurs de γ_p car la référence n'a pas le même diamètre dans les deux cas. Le critère de sélection des actionneurs utiles est le même dans les deux cas, je ne garde que les actionneurs dont la déformation est supérieure à un dixième de la déformation provoquée par un actionneur dans la pupille. Cependant, les fonctions d'influence étant légèrement différentes pour les deux γ_p, en appliquant le même critère, je ne sélectionne pas exactement les mêmes actionneurs dans les deux cas étudiés. Ainsi, le nombre d'actionneurs utiles est proche mais différent dans les deux cas.

La figure II.3.1 représente le profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en fonction de la distance angulaire en λ/D_L pour $\gamma_p = 34$ (graphique de gauche) et pour $\gamma_p = 14$ (graphique de droite). Les courbes sont normalisées par rapport au maximum de la PSF (la PSF correspond à une image non coronographiée). La PSF est définie sur une pupille de la taille du diaphragme de Lyot (courbe noire en trait continu). La courbe correspondant à l'image SCC avant correction de la phase (courbe rouge en tirets) montre un contraste qui augmente d'un facteur 1000 au centre de l'image SCC par rapport à la PSF. Le contraste à quelques λ/D_L augmente d'un facteur 10. Les courbes correspondant à la 9ème et à la 18ème itérations de correction de la phase (courbes verte en tirets et bleue en tirets pointillés respectivement) sont sensiblement les mêmes. J'atteins ici un contraste d'un facteur 10^8 et 10^7 pour $\gamma_p = 34$ et $\gamma_p = 14$ respectivement dans une zone située entre 0 et environ $12\lambda/D_L$. Le contraste et la largeur de la zone corrigée dépendent du nombre d'actionneurs utiles. On parvient à cette limite de correction quasiment après une dizaine d'itérations.

La 19ème itération (courbe rose en tirets) correspond au profil radial de l'image coronographique après correction. Dans ce cas, la voie de référence est obstruée, les speckles en plan focal ne sont alors pas frangés. Le contraste atteint à la 18ème itération (image SCC) est le même qu'à la 19ème itération (image coronographique), le flux de la voie de référence n'a donc pas d'impact sur le niveau de correction. Je représente en orange en trait plein la PSF de la référence, elle est obtenue quand la voie image (le diaphragme de Lyot) est obstruée. Cette courbe confirme bien que le flux de la référence est bien plus faible que le niveau résiduel de correction.

Sur le banc THD, γ est défini comme étant le rapport des diamètres du diaphragme de Lyot et de la référence. Nous avons choisi une référence et un Lyot de manière à avoir une valeur de γ proche de 14.

Dans la figure II.3.2, je représente les images en plan focal. L'image 1 est l'image SCC avant correction de la phase. L'image 2 est l'image SCC après 18 itérations de correction, les speckles

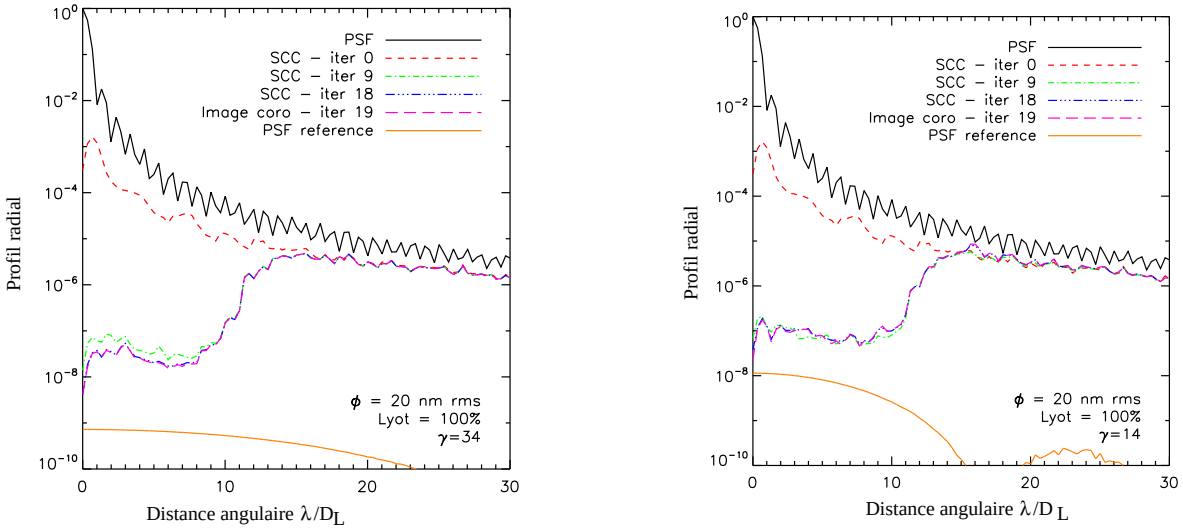

FIGURE II.3.1 – *Gauche : $\gamma_p = 34$, 556 actionneurs utiles. Droite : $\gamma_p = 14$, 568 actionneurs utiles. Profil radial de la moyenne azimutale de l'image en plan focal de la PSF (courbe noire en trait continu), de l'image SCC avant correction de la phase (courbe rouge en tirets), de l'image SCC après 9 et 18 itérations de correction (courbes verte en tirets et bleue en tirets pointillés), de l'image coronographique après 19 itations de correction (courbe rose en tirets) et de la PSF de la référence (courbe orange en trait continu). Lyot de 100%, $\phi = 20$ nm rms, $\alpha = 0$, miroir déformable avec 26^2 actionneurs.*

sont frangés. L'image 3 est l'image coronographique après 19 itérations de correction, les speckles ne sont pas frangés car la voie de référence est obstruée. L'image 4 est l'image la PSF, le faisceau passe entièrement dans un des quatre quadrants du masque focal. L'image 5 est l'image de la PSF de la référence, la voie de science est obstruée. La zone de correction du miroir déformable est le carré plus sombre des images 2 et 3. On voit apparaître l'effet du quatre quadrants. Une croix se dessine, les speckles sont moins bien estimés à cet endroit, cela correspond aux transitions du coronographe.

II.3.2.2 Étude de l'impact de la taille du diaphragme de Lyot

Dans ce paragraphe, je présente les résultats de simulations obtenus en modifiant la taille du diaphragme de Lyot. Nous choisissons donc par la suite d'utiliser pour les simulations un γ_p proche de celui utilisé sur le banc THD ($\gamma_p = 14$) et pour lequel les zéros de la référence sont en dehors de la zone de correction. Je considère les conditions présentées dans le tableau II.2.1 et les suivantes :

- Diamètre du diaphragme de Lyot : $D_L = [80,94,100]\%D_P$.
- $\gamma_p = 14$.
- Nombre d'actionneur utiles : N2 = 548 ($D_L = 80\%$). N2 = 568 ($D_L = 94\%$ et $D_L = 100\%$).
- Nombre d'itérations de correction : 20.
- Erreur de phase initiale : $\phi = 20$ nm rms.
- Erreur d'amplitude initiale : $\alpha = 0$.

L'estimation de la phase par la SCC est faite à partir de l'image des speckles frangés I dont l'expression dépend de A_E qui est la transformée de Fourier de ψ_E et ψ_E s'écrit en fonction

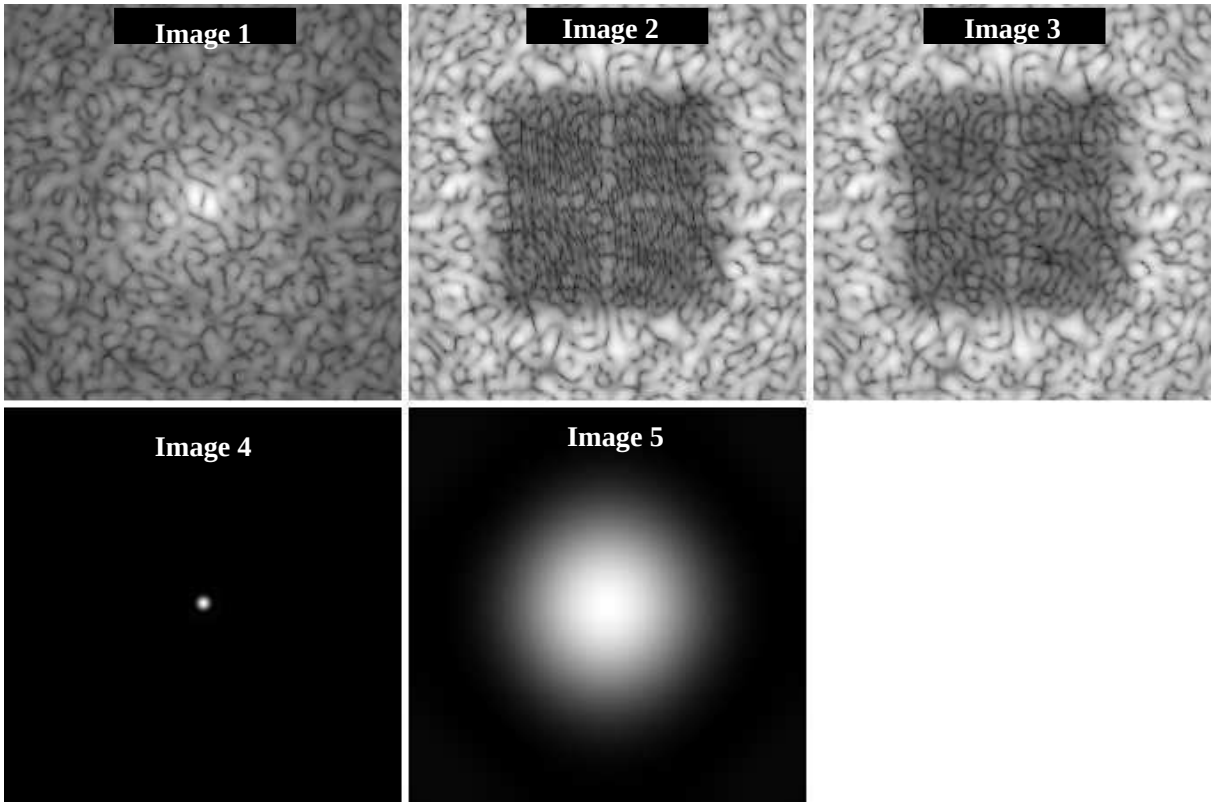

FIGURE II.3.2 – *Image 1 : Image SCC avant correction de la phase. Image 2 : Image SCC après 18 itérations de correction. Image 3 : Image coronographique après 19 itérations (la voie de référence est obstruée, speckles non frangés). Image 4 : PSF. Image 5 : PSF de la référence (voie de science obstruée). Pour mieux voir les speckles, les images 1, 2 et 3 sont représentées avec une puissance 0.1. L'échelle de chaque image est différente pour permettre une meilleure visualisation.*

de la pupille du diaphragme de Lyot L (équation II.1.12). Le nombre d'actionneurs utiles N2 varie donc sensiblement selon le diaphragme de Lyot utilisé. Je réalise 20 itérations de correction successives. Je montre dans la figure II.3.3 la phase initiale (image 1), la phase résiduelle obtenue après 18 itérations de correction pour un Lyot de 80% (image 2), pour un Lyot de 94% (image 3), pour un Lyot de 100% (image 4). La phase en bord de pupille est d'autant moins bien corrigée que le Lyot utilisé est petit par rapport à la pupille. Le défaut de phase initial est de 20 nm rms. Après 18 corrections, le défaut est de 15 nm rms dans le cas d'un Lyot à 80%, de 12 nm rms pour un Lyot de 94% et de 10 nm rms pour un Lyot de 100%. Dans le cas 100%, en fait, la correction ne laisse que les hautes fréquences spatiales du front d'onde initial non corrigeables par le miroir déformable. Nous avons vérifié que sur le spectre simulé, l'intégrale de la densité spectrale de puissance, allant de la fréquence de coupure du miroir déformable jusqu'à la fréquence maximale simulée, donne une valeur de 10 nm rms. Ceci démontre bien qu'avec un Lyot de 100% notre procédure permet de corriger les fréquences spatiales accessibles.

La figure II.3.4 représente le profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en fonction de la distance angulaire en λ/D_L pour $\gamma_p = 14$. Le graphique en haut à gauche de la figure II.3.4 correspond à un cas où le diaphragme de Lyot vaut 80% de la taille de la pupille. Le graphique en haut à droite correspond à un Lyot de 94% et le graphique en bas correspond à un

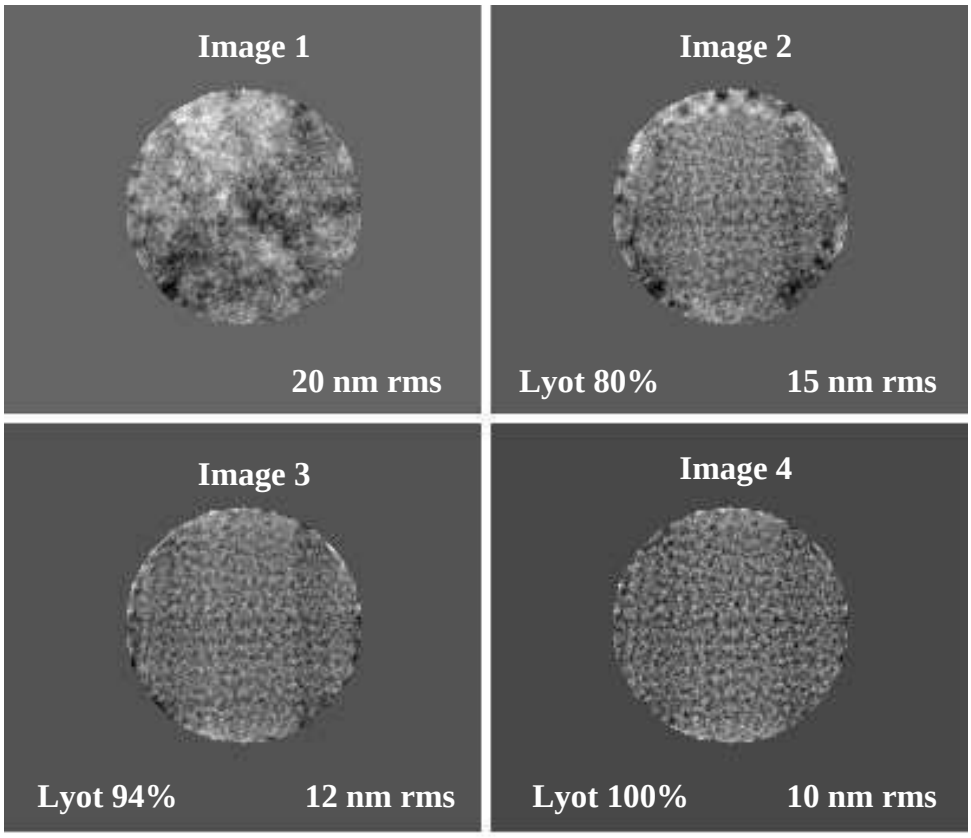

FIGURE II.3.3 – *SCC couplée à un coronographe à quatre quadrants sans défaut et un miroir déformable de* 26^2 *actionneurs. Image 1 : Phase initiale,* $\phi = 20nm$ *rms. Image 2 : Résidu de phase après 18 itérations de correction avec un diaphragme de Lyot de 80%,* $\phi_{res} = 15nm$ *rms. Image 3 : Résidu de phase après 18 iterations, Lyot de 94%,* $\phi_{res} = 12nm$ *rms. Image 4 : Résidu de phase après 18 itérations, Lyot de 100%,* $\phi_{res} = 10nm$ *rms.* $\gamma_p = 14$*,* $\phi = 20$ *nm rms,* $\alpha = 0$*.*

Lyot de 100%. Les images étudiées correspondent aux mêmes itérations de correction que dans la section II.3.2.1. La PSF de l'étoile est définie sur une pupille de la taille du diaphragme de Lyot. Dans chaque cas étudié, je redéfinis donc une image non coronographiée. Avec cette étude, on voit que la zone de correction est d'autant plus grande (exprimée en λ/D_L que le diaphragme de Lyot est proche de la taille de la pupille. En diminuant la taille du Lyot, le contraste est moins bon au centre de l'image. Cela correspond aux basses fréquences de la phase (ou grandes séparations dans la pupille) qui sont mal estimées à cause du Lyot qui coupe les bords de la pupille. En revanche, pour un Lyot proche de la pupille, le contraste est plus constant sur toute la zone de correction car toutes les fréquences du miroir déformable sont corrigées en plan pupille. Je démontre ici toute la puissance de cette technique de suppression des speckles en plan image grâce à la mesure par la SCC et l'utilisation d'un miroir déformable à grand nombre d'actionneurs. Si la réduction de la phase est modeste, on passe de 20 à 12 nm pour $D_L = 0{,}94D_P$, par contre le contraste obtenu est très important, 10^7 (autour de l'axe optique sur une zone réduite de rayon$\simeq 10\lambda/D_L$) car la correction se fait uniquement sur les basses fréquences spatiales du front d'onde.

Les résultats de cette simulation nous ont permis de vérifier qu'en prenant un diaphragme de Lyot légèrement inférieur à la pupille, le contraste en plan focal n'est pas significativement

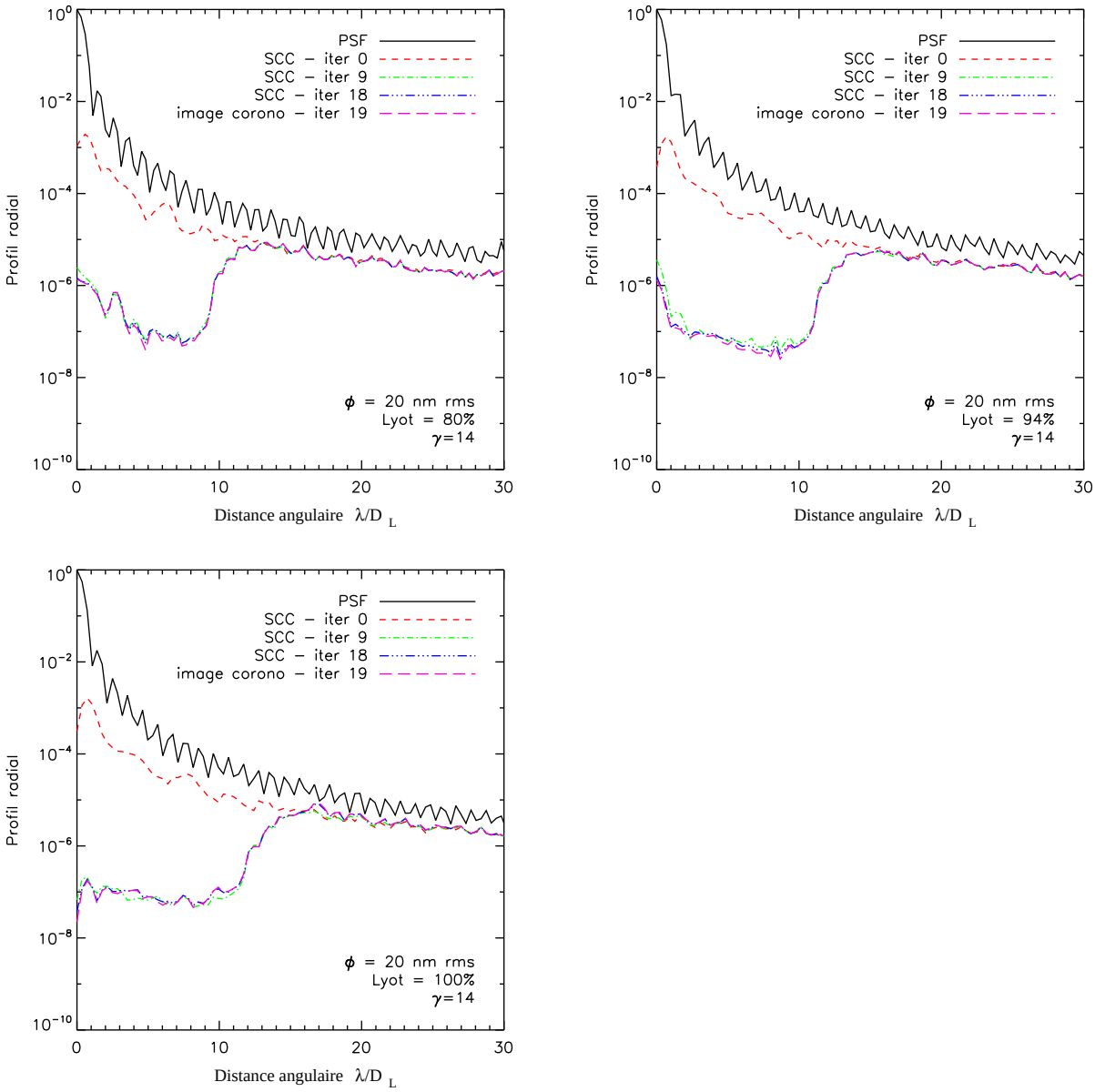

FIGURE II.3.4 – *Profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en utilisant la SCC couplée à un coronographe à quatre quadrants sans défaut et un miroir déformable de* 26^2 *actionneurs. Étude de l'impact de la taille du diaphragme de Lyot sur la correction de la phase. En haut à gauche :* $D_L = 0{,}8D_P$*, en haut à droite :* $D_L = 0{,}94D_P$*, en bas :* $D_L = D_P$*.* $\gamma_p = 14$*,* $\phi = 20$ *nm rms,* $\alpha = 0$*. Mêmes symboles pour les courbes que la figure II.3.1.*

dégradé. Sur le banc THD nous avons utilisé un diaphragme de 94% et une référence telle que $\gamma = 13$.

II.3.2.3 Étude de l'impact du niveau de l'erreur de phase initiale

Dans ce paragraphe, j'étudie l'impact de la valeur rms de l'erreur initiale de la phase ϕ sur la correction des speckles en plan focal. Je considère les conditions de simulations présentées dans

le tableau II.2.1 et les suivantes :

- Diamètre du diaphragme de Lyot : $D_L = 94\%D_P$.
- $\gamma_P = 14$.
- Nombre d'actionneurs utiles : N2 = 568.
- Nombre d'itérations de correction : 20.
- Erreur de phase initiale : $\phi = [5,10,20,40]$ nm rms.
- Erreur d'amplitude initiale : $\alpha = 0$.

Je présente dans la figure II.3.5 quatre graphiques correspondant aux études faites pour les quatre valeurs rms de la phase. Je réalise les mêmes courbes que dans les deux études précédentes. Dans les quatre cas présentés, l'erreur de phase initiale ϕ vaut 5, 10, 20 et 40 rnm rms de gauche à droite et de bas en haut. Je rappelle que la courbe rose en tirets correspond au profil radial de la moyenne azimutale de l'image coronographique (voie de référence obstruée). Dans le cas où l'erreur de phase initiale est petite ($\phi = [5,10]$ nm rms), le flux de la référence a un impact sur la valeur du contraste en plan focal. En effet, dans les deux courbes du haut de la figure II.3.5, on atteint, un contraste de l'ordre de 10^9 pour $\phi = 5$ nm rms et de l'ordre de 10^8 pour $\phi = 10$ nm rms dans l'image finale coronographique alors que les courbes à partir de l'image SCC sont limitées à des niveaux supérieurs à 10^{-8} à cause du flux de l'image de référence. Comme on le voit dans la figure II.3.1, on peut éviter que le flux de la référence limite le niveau dans la zone de correction en augmentant γ_P. On peut toutefois noter que la PSF de référence ajoute un niveau moyen variant très peu dans la zone de correction. Dans le cadre de la détection directe de planètes dans cette zone, cela va augmenter le bruit de photons mais n'introduira pas de bruit de speckle qui est en général le bruit dominant en imagerie à haute dynamique.

Dans un cas réaliste, les erreurs de phase sur le banc THD sont de l'ordre de 20 nm rms (section III.2.3), le flux de la référence n'aura donc pas d'impact sur le contraste que l'on peut atteindre en plan focal.

II.3.3 Correction de la phase et de l'amplitude

Dans cette section, je présente des résultats de simulations obtenus en corrigeant simultanément les erreurs de phase ϕ et d'amplitude α.

II.3.3.1 Mise en évidence de la zone de correction

Dans ce paragraphe, je considère qu'il y a des erreurs de phase et d'amplitude. Je montre comment l'image est corrigée en plan focal lorsqu'on estime et corrige simultanément la phase et l'amplitude en amont du coronographe. J'étudie un cas proche du banc THD. Les conditions de la simulation sont les mêmes que celles présentées dans le tableau II.2.1 ainsi que les suivantes :

- Diamètre du diaphragme de Lyot : $D_L = 94\%D_P$
- $\gamma_P = 14$
- Nombre d'actionneur utiles : N2 = 568.
- Nombre d'itérations de correction : 20.
- Erreur de phase initiale : $\phi = 20$ nm rms.
- Erreur d'amplitude initiale : $\alpha = 1{,}8\%$

Les erreurs d'amplitude α ont un spectre de moyenne nulle de la forme f^{-2} comme la phase, α est une variable aléatoire centrée. J'utilise le formalisme présenté dans le paragraphe II.1.6.2 afin d'estimer le front d'onde et de corriger simultanément les effets de la phase et l'amplitude sur la moitié de la zone de correction du miroir déformable.

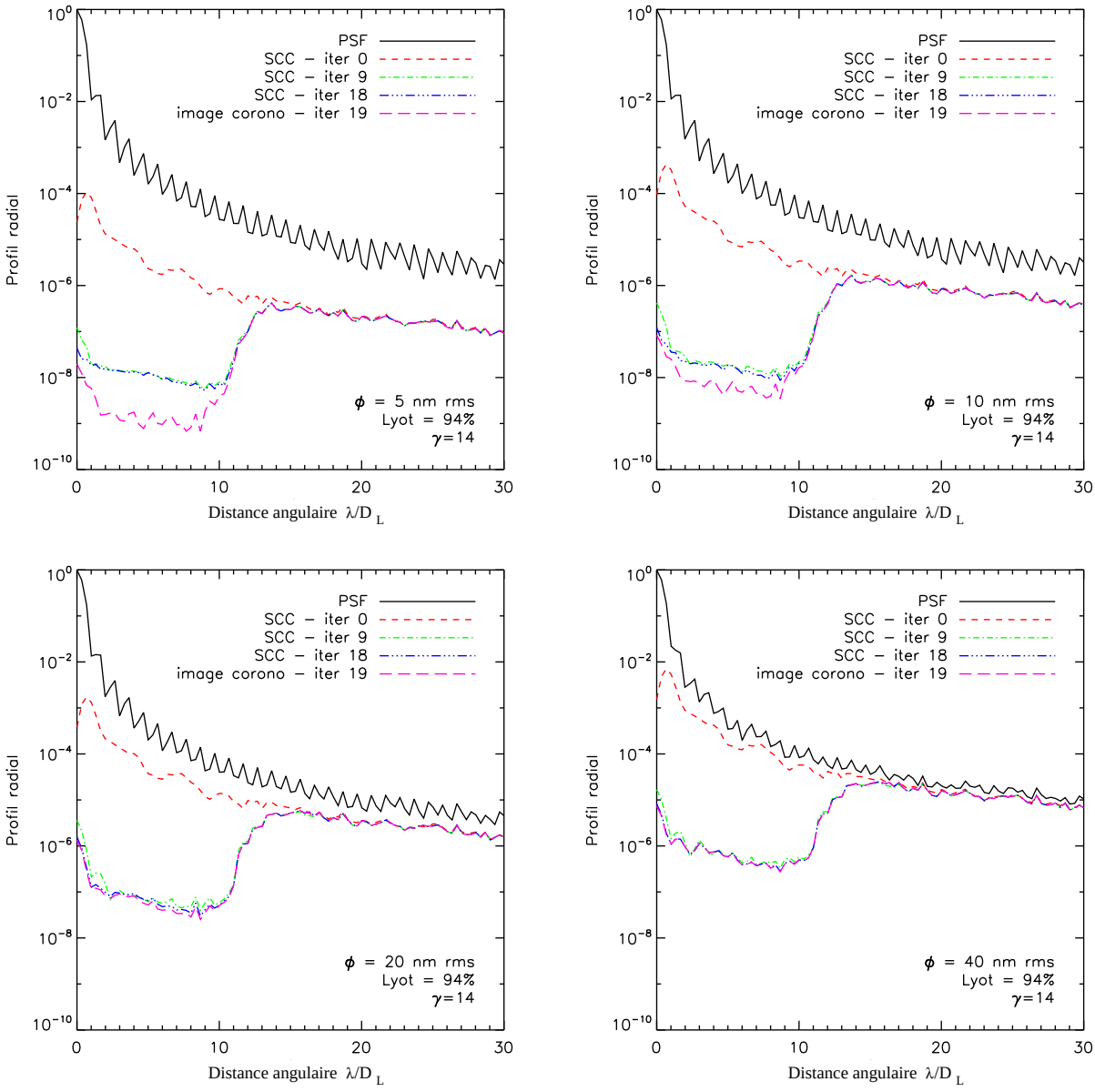

FIGURE II.3.5 – *Profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en utilisant la SCC couplée à un coronographe quatre quadrants sans défaut et un miroir déformable de* 26^2 *actionneurs. Étude de l'impact du niveau de l'erreur de phase initiale sur la correction de la phase. En haut à gauche :* $\phi = 5$ *nm rms. En haut à droite :* $\phi = 10$ *nm rms. En bas à gauche :* $\phi = 20$ *nm rms. En bas à droite :* $\phi = 40$ *nm rms.* $\gamma_p = 14$*, Lyot de 94%. Mêmes symboles pour les courbes que la figure II.3.1*

La figure II.3.6 de gauche est une image SCC après 18 itérations de correction de la phase et de l'amplitude. On distingue bien la zone de correction du miroir déformable. Les effets des erreurs de phase et d'amplitude sont corrigés simultanément dans la moitié droite de la zone de correction. Une partie des effets de la phase est corrigée dans la partie gauche de la zone de correction. Je représente dans la figure II.3.6 de droite le profil radial de la moyenne azimutale

de la PSF (courbe noire en trait continu), de l'image SCC avant correction (courbe rouge en tirets), de la moitié gauche de l'image SCC après 18 itérations de corrections (courbe verte en tirets pointillés) et de la moitié droite de l'image SCC (courbe bleue en tirets pointillés).

Pour faire le profil radial de la moyenne azimutale sur une moitié d'image, j'applique un masque sur la moitié de l'image que je ne veux pas prendre en compte en calculant le profil radial. Ce masque permet de donner une valeur nulle aux pixels de la partie de l'image que je ne prends pas en compte. En faisant cela, je perds la moitié de l'image. Je multiplie donc par 2 cette image à laquelle j'ai appliqué le masque et réalise ensuite la moyenne azimutale.

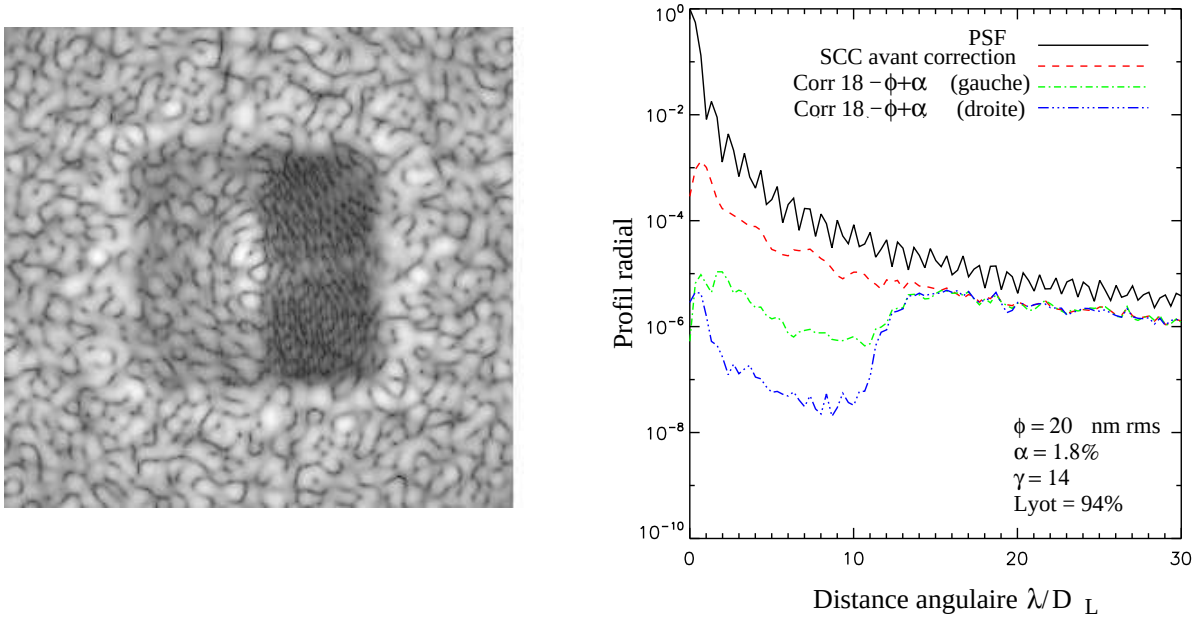

FIGURE II.3.6 – *Gauche : Image SCC après 18 itérations de correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié de la zone de correction du miroir déformable. Droite : Profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en fonction de la distance angulaire λ/D_L en utilisant la SCC couplée à un coronographe quatre quadrants sans défaut et un miroir déformable de 26^2 actionneurs. Profil radial de la moyenne azimutale de l'image en plan focal de la PSF (courbe noire en trait continu), de l'image SCC avant correction des effets de la phase et de l'amplitude (courbe rouge en tirets), de la moitié gauche de l'image SCC après 18 itérations de correction des effets de la phase et de l'amplitude (courbes verte en tirets pointillés), de la moitié droite de l'image SCC après 18 itations de correction des effets de la phase et de l'amplitude (courbe bleue en tirets pointillés). $\phi = 20$ nm rms, $\alpha = 1{,}8\%$, $\gamma_p = 14$, Lyot de 94%.*

Si on compare ce graphe à celui de la figure II.3.4 en haut à droite ($\phi = 20$nm rms, $\gamma_P = 14$ et $D_L = 94\%D_P$), on voit que la correction au centre de l'image SCC est un peu moins bonne que dans le cas où il n'y a pas d'erreur d'amplitude du fait de la diffraction due à la demi-zone non corrigée. En corrigeant les effets de la phase et de l'amplitude simultanément sur une moitié de la zone de correction, on parvient à un contraste meilleur que 10^7 entre 4 et 11 λ/D_L.

II.3.3.2 Étude de l'impact du niveau de l'erreur d'amplitude initiale

J'étudie maintenant l'impact du niveau de l'erreur initiale d'amplitude sur la correction. Je considère les mêmes conditions que dans la simulation précédente (section II.3.3.1) et considère

plusieurs erreurs d'amplitude initiale, $\alpha = [0,0.9,1.8,4.7,9.4]\%$.

La figure II.3.7 représente le profil radial de la moyenne azimutale de la PSF (courbe noire en trait continu), de l'image SCC avant correction de la phase et de l'amplitude pour $\alpha = 0{,}9\%$ (courbe rouge en tirets), de la moitié droite des images SCC après 18 itérations de correction de la phase et de l'amplitude pour $\alpha = [0,0.9,1.8,4.7,9.4]\%$ (courbes bleu ciel, orange, bleue, rose et jaune respectivement en tirets pointillés).

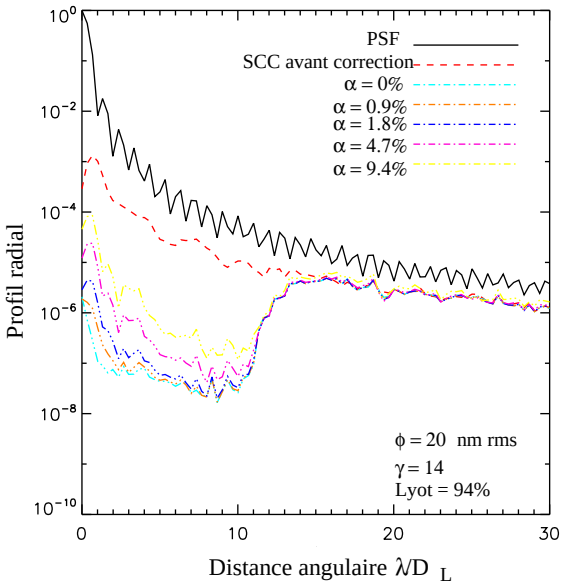

FIGURE II.3.7 – *Profil radial de la moyenne azimutale des images en plan focal en utilisant la SCC couplée à un coronographe quatre quadrants sans défaut et un miroir déformable de* 26^2 *actionneurs. Correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié droite de la zone de correction. Profil radial de la moyenne azimutale de l'image en plan focal de la PSF (courbe noire en trait continu), de l'image SCC avant correction pour* $\alpha = 0{,}9\%$*(courbe rouge en tirets), de la moitié droite de l'image SCC après 18 itérations de correction pour* $\alpha = [0,0.9,1.8,4.7,9.4]\%$ *(courbes bleu ciel, orange, bleue, rose et jaune respectivement en tirets pointillés).* $\phi = 20$ *nm rms,* $\gamma_p = 14$*, Lyot de 94%.*

La partie centrale est d'autant mieux corrigée que l'erreur d'amplitude initiale α est petite. Si on compare le cas où il n'y a pas d'erreur d'amplitude initialement mais où les effets de la phase et de l'amplitude sont corrigés simultanément dans la moitié de la zone de correction (figure II.3.7, courbe bleu ciel) avec le cas où il n'y a pas d'erreur d'amplitude initialement et que seuls les effets de la phase sont corrigés en plan focal sur la totalité de la zone de correction en considérant les mêmes conditions (figure II.3.4 en haut à droite), on constate que l'obtient un contraste légèrement meilleur entre 0 et $10\lambda/D_L$ dans le premier cas. Ceci doit être du au fait que l'on fait un développement limité à l'ordre 1 pour estimer les erreurs de phase et d'amplitude (équation II.1.3). On ne prend pas en compte les termes du deuxième ordre. Ils apparaissent néanmoins surement dans la partie réelle pour le terme en phase par exemple et donc ne sont pas pris en compte dans l'estimateur de l'unique phase qui ne travaille que sur la partie imaginaire. Quand on considère parties réelle et imaginaire, on le prend en compte indirectement dans l'estimateur. Ceci pourrait expliquer que le contraste augmente quand on corrige simultanément la phase et l'amplitude.

II.3.4 Conclusion

Dans cette partie, j'ai exposé le formalisme permettant d'estimer les erreurs de phase en amont du coronographe et de corriger les speckles sur la totalité de la zone de correction du miroir déformable. J'ai montré comment estimer simultanément les erreurs de phase et d'amplitude en amont du coronographe et corriger les speckles sur la moitié de la zone de correction. Je réalise une estimation linéaire des aberrations en utilisant la SCC comme senseur de front d'onde. J'ai ensuite présenté les outils de simulations numériques. J'ai présenté la méthode suivie pour déterminer la matrice d'interaction synthétique. Cette méthode est aussi appliquée expérimentalement sur le banc THD. J'ai ensuite exposé les résultats de simulations numériques. J'ai réalisé une étude paramétrique afin d'étudier le comportement de la correction des speckles en plan focal. J'ai étudié l'impact de certains paramètres sur la correction, tels que γ_p, D_L, la valeur initiale de l'erreur de phase et de l'erreur d'amplitude. Ainsi, j'ai pu voir les niveaux de corrections que l'on peut obtenir dans un cas proche de celui du banc THD. Dans le cas où $D_L = 94\% D_P$, $\gamma_p = 14$, $\phi = 20$nm rms et $\alpha = 0$, on parvient à un contraste de l'ordre de 10^7 dans une zone inférieure à $10\lambda/D_L$ quand on corrige les speckles sur toute la zone de correction du miroir déformable. Si les erreurs de phase sont faibles ($\phi < 10$nm rms), on parvient à des contrastes de l'ordre de 10^8 dans une grande partie de la zone de correction du miroir déformable. En introduisant de faibles erreurs d'amplitude ($\alpha < 1{,}8\%$) et en considérant des erreurs de phase de 20nm rms, on parvient à un contraste meilleur que 10^7 entre 4 et $11\lambda/D_L$ en corrigeant simultanément les effets de la phase et de l'amplittude sur la moitié de la zone de correction.

Troisième partie

Le Banc d'imagerie Très Haute Dynamique

Le banc d'imagerie Très Haute Dynamique (THD) est utilisé pour étudier expérimentalement des techniques d'imagerie à haut contraste dédiées à l'imagerie directe des exoplanètes. Avec ce banc, nous testons actuellement en laboratoire l'efficacité de la SCC associée à un coronographe à quatre quadrants et un miroir déformable. Ce banc a vocation à évoluer dans les années à venir. Une idée de développement est d'utiliser une source polychromatique et d'ajouter un IFS (Integral Field Spectrograph). Le coronographe actuel est un masque de phase à quatre quadrants mais d'autres types de coronographes pourront être implantés.

Pendant ma thèse, j'ai testé expérimentalement la SCC en tant qu'analyseur de surface d'onde en lumière monochromatique (longueur d'onde dans le visible). Nous avons initialement utilisé un miroir déformable électrostatique de la société OKO comportant 37 actionneurs et avons réalisé les premières mesures de phase avec la SCC sur le banc THD. Par la suite, nous avons intégré un miroir déformable électrostatique de la société Boston Micromachines comportant 32x32 actionneurs et avons corrigé à la fois les aberrations de phase et d'amplitude estimées par la SCC.

Dans le premier chapitre, je présente le banc THD et les éléments qui le constituent. Je présente les outils informatiques développés pour interagir sur le banc THD. J'explique comment j'ai étalonné tout d'abord le miroir déformable OKO. J'étudie ensuite la réponse en tension des actionneurs du miroir déformable Boston et présente la méthode suivie pour mettre à plat ce miroir déformable. Dans le deuxième chapitre, je montre les résultats des premières mesures expérimentales de la phase avec la SCC. Enfin, je présente les résultats de correction de phase d'une part, de phase et d'amplitude d'autre part.

Chapitre III.1

Le banc THD

III.1.1 Les objectifs du banc

Le banc d'imagerie THD se trouve dans une salle blanche de classe 10000 du LESIA et est utilisé pour tester des techniques d'imagerie à très haut contraste. L'objectif est de montrer les performances de la SCC en lumière monochromatique (actuellement), polychromatique (ultérieurement) et, dans un avenir plus lointain, pour tester d'autres techniques dans les mêmes conditions. Pendant ma thèse, j'ai testé les performances de l'analyseur de surface d'onde qu'est la SCC. J'ai vérifié expérimentalement qu'il était possible avec la SCC de coder les speckles en plan focal selon des franges de type Fizeau et d'extraire l'information de la phase et de l'amplitude à partir de ces speckles codés. L'objectif premier est alors de corriger les aberrations de phase et d'amplitude à l'aide d'un miroir déformable en boucle fermée et d'atteindre des contrastes de l'ordre de 10^6-10^8 en plan focal en lumière monochromatique. La figure III.1.1 est une représentation schématique du banc THD. Le chemin optique suivi par la lumière entre la source et le détecteur est le tracé vert.

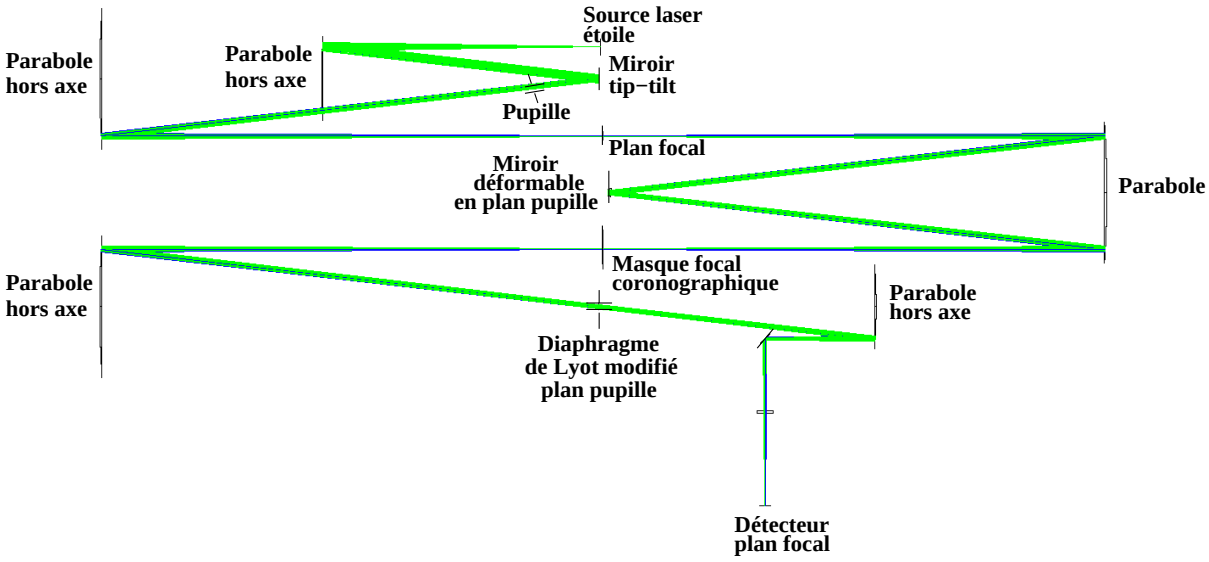

FIGURE III.1.1 – *Représentation schématique du banc d'imagerie Très Haute Dynamique.*

III.1.2 Chemin optique

Nous souhaitons disposer d'un banc réaliste qui pourrait être un précurseur d'un démonstrateur sur ciel. Les planètes que l'on cherche à détecter sont suffisamment faibles pour essayer de collecter un maximum de leurs photons. Il est donc intéressant de travailler avec une bande spectrale la plus large possible. Pour développer un instrument qui travaillera, à terme, en lumière non monochromatique, nous avons choisi d'utiliser un banc achromatique constitué de paraboles hors axe. La SCC est associée à un coronographe à quatre quadrants dont le diaphragme de Lyot a été modifié pour créer les voies image et de référence. Les images en plan focal sont enregistrées par un détecteur situé en sortie de l'instrument. Afin de corriger les aberrations mesurées avec la SCC, nous utilisons un miroir tip-tilt et un miroir déformable en amont du coronographe.

Le faisceau issu de la source laser est réflechi sur une première parabole hors axe afin de le rendre collimaté. Il est ensuite réflechi par le miroir tip-tilt. Celui-ci devrait se trouver dans un plan conjugué à la pupille. Pour des raisons de facilité de construction du banc, la pupille d'entrée est créée à quelques centimètres derrière le miroir tip-tilt. Cette pupille d'entrée simule un télescope sans obstruction centrale. Le faisceau passe par un premier plan focal non utilisé avant de reformer une image de la pupille sur le miroir déformable. Celui-ci se trouve dans un plan conjugué avec la pupille pour pouvoir corriger la phase. Il y a ensuite un deuxième plan focal où se trouve le masque de phase à quatre quadrants. Un troisième plan pupille est nécessaire pour placer le diaphragme de Lyot modifié. Enfin, le banc a un dernier plan focal dans lequel se trouve le détecteur.

La figure III.1.2 vient compléter le schéma de la figure III.1.1. Le chemin optique suivi par le faisceau laser est repésenté en pointillés rouges. Les différents éléments du banc sont localisés sur cette image.

III.1.2.1 Les sources

Sources ponctuelles : La source utilisée initialement est une diode laser de longueur d'onde $\lambda = 635$ nm, d'une largeur spectrale inférieure à 1% et d'une puissance de 2,5 mW. Dans un deuxième temps nous utiliserons une lumière polychromatique (source Fianium) composée d'un laser femtoseconde injecté dans une fibre non linéaire pour créer un faisceau centré sur la longueur d'onde $\lambda = 1060$ nm et dont la bande spectrale s'étend de 450 nm à 1750 nm avec un spectre relativement plat. La puissance intégrée est de 2W. Ces sources simulent l'étoile.

Source étendue : Nous utilisons une source étendue placée en amont du coronographe afin de connaître la position du masque coronographique sur le détecteur et l'enregistrer.

III.1.2.2 Le coronographe à quatre quadrants et la SCC

Nous utilisons un masque de phase de type quatre quadrants dans le plan focal (figure III.1.3 de gauche). Le masque de phase est monochromatique optimisé pour $\lambda = 635$ nm. La réalisation de ce masque est faite par attaque ionique sur de la silice amorphe. Ce masque de phase est en transmission et construit dans un matériau d'indice n_λ (l'indice n_λ dépend de la longueur d'onde). Ce masque coronographique introduit un déphasage de π sur deux quadrants dans une diagonale relativement aux deux autres quadrants de l'autre diagonale. Ce déphasage représente une différence de marche $e_0 = \lambda/[2(n_\lambda - 1)]$. Nous avons différents masques confectionnés par le GEPI et l'institut Fresnel (Marseille). Celui utilisé dans les expériences présentées dans le chapitre III.2 provient de l'institut Fesnel. La précision du déphasage différentiel est un point critique. Afin que la lumière soit rejetée en dehors du diaphragme de Lyot, le déphasage doit être

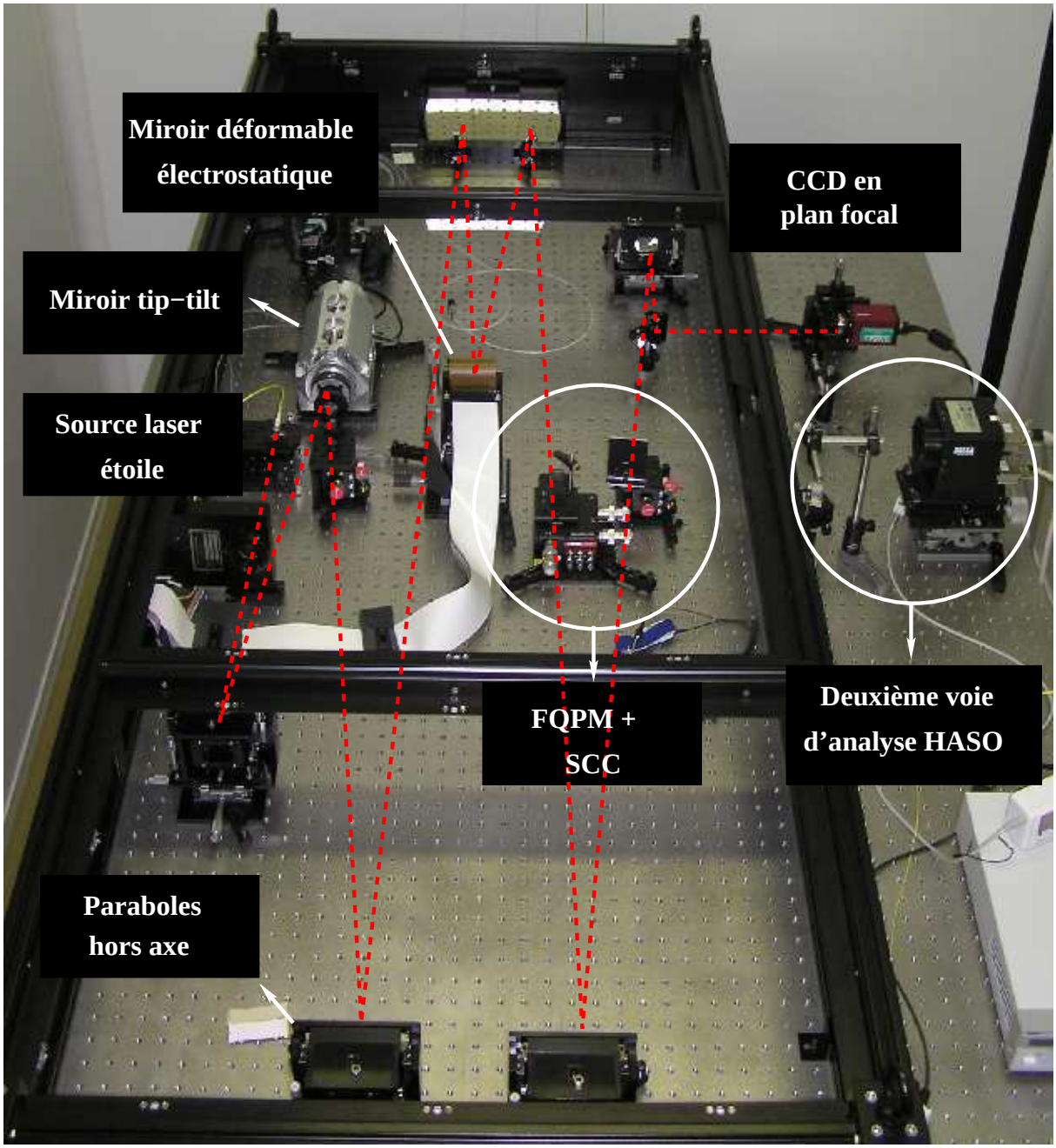

FIGURE III.1.2 – *Photographie du banc Très Haute Dynamique.*

π exactement.

Dans le plan pupille suivant, nous utilisons un diaphragme de Lyot. Afin de créer la voie de référence, une petite ouverture circulaire est ajoutée sur ce diaphragme (figure III.1.3 de droite). Il est possible de changer la taille de la pupille d'entrée, du Lyot et de la référence sur le banc. Lors des tests réalisés en laboratoire, le diaphragme de Lyot avait un diamètre de 7,2 mm (soit 94% de la pupille d'entrée de diamètre 7,65 mm), la référence, un diamètre de 0,55 mm. La distance ξ_0 entre les centres des deux voies est bien supérieure à la distance nécessaire pour que les pics de corrélation de la SCC soient disjoints (équation II.1.25).

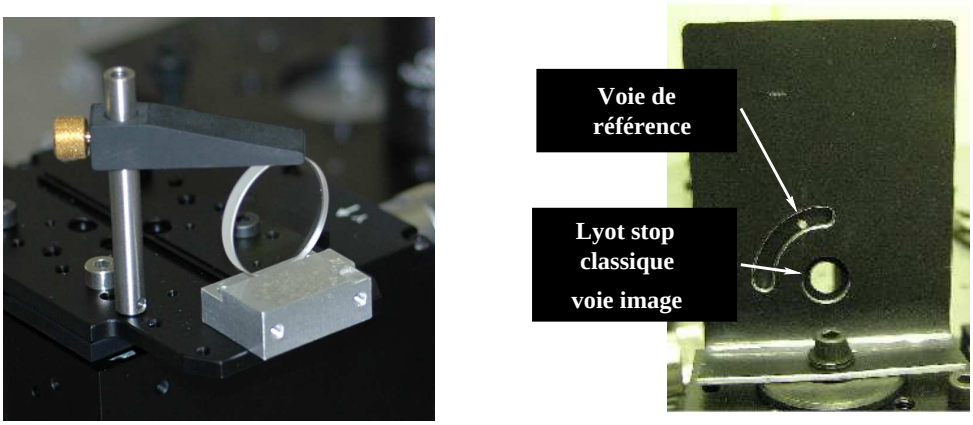

FIGURE III.1.3 – *Gauche : Masque de phase à quatre quadrants en plan focal. Droite : Diaphragme de Lyot modifié en plan pupille. Voie image et voie de référence.* $D_L = 7{,}2$ *mm (diamètre du diaphragme de Lyot),* $D_R = 0{,}55$ *mm (diamètre de la référence).*

Avant d'utiliser le coronographe sur le banc THD, j'ai testé sa performance sur un banc représentant une version simplifiée de la SCC. La figure III.1.4 est une photographie du banc de test également utilisé pour réaliser la première version monochromatique de la SCC en laboratoire lors de la thèse de Galicher [2009]. Ce banc est constitué d'une source laser fibrée, centrée en $\lambda = 635$ nm, de largeur spectrale $< 1\%$ et d'une puissance de 2,5 mW. Un diaphragme de diamètre $D = 2$ mm définit la pupille d'entrée du télescope dont l'ouverture est $F/D \simeq 55$. Le faisceau collimaté en sortie du télescope converge, à l'aide d'une lentille convergente au centre du masque focal à quatre quadrants. Le diaphragme de Lyot, situé dans le plan pupille suivant est modifié pour créer les voies image et de référence. Enfin, le faisceau est recombiné dans le plan focal final par une deuxième lentille convergente.

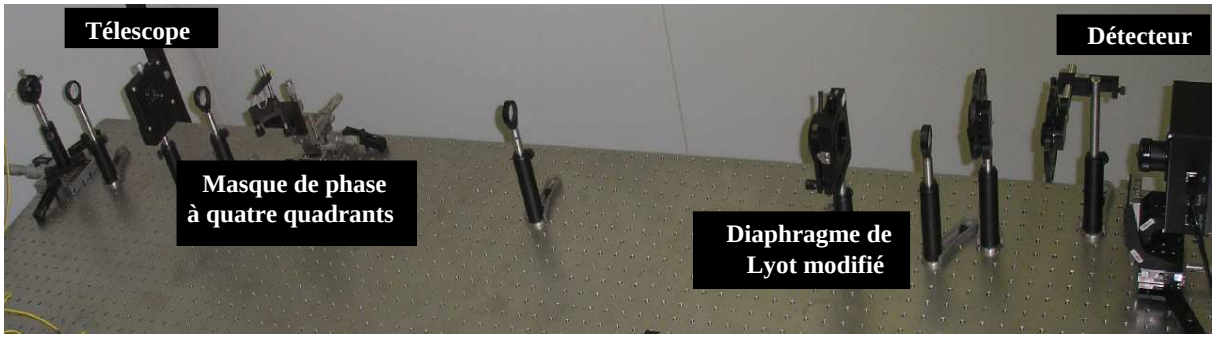

FIGURE III.1.4 – *Première version monochromatique de la SCC - Montage en transmission.*

J'ai estimé les performances du coronographe avant de l'utiliser avec la SCC. J'ai procédé ainsi :

- Je forme l'image d'un faisceau non coronographié dans le plan du détecteur. Pour cela, je décentre le faisceau par rapport au centre du masque focal. Le faisceau passe alors entièrement dans un des quatre quadrants et la lumière n'est pas rejetée à l'extérieur de la pupille dans le plan du diaphragme de Lyot. J'enregistre la PSF avec le détecteur (image en haut à gauche de la figure III.1.5).
- Je forme une image coronographique dans le plan du détecteur. L'intensité de la source

est alors augmentée par rapport à l'image précédente. Dans ce cas, je place le faisceau au centre du masque de phase. Dans le plan du diaphragme de Lyot, la lumière est rejetée en dehors de la pupille. La voie de référence est ouverte et une partie de cette lumière rejetée passe au travers de la référence. On enregistre les speckles frangés avec le détecteur (image en bas à gauche de la figure III.1.5). Les franges sont visibles car dans le montage testé, la voie de référence de la SCC est éclairée dès que le faisceau est coronographié. Le banc utilisé pour réaliser ces tests est un banc en transmission. Les optiques utilisées après le plan du diaphragme de Lyot introduisent des défauts qui entraînent une déformation des franges en plan focal.

– Je trace le profil radial de la moyenne azimutale des deux images (graphique de la figure III.1.5). Le trait plein représente le profil radial de la moyenne azimutale de la PSF. Les tirets représentent le profil radial de la moyenne azimutale de l'image coronographiée avec les speckles frangés par la SCC (image SCC). Les deux courbes sont normalisées par le maximum de l'image non coronographiée.

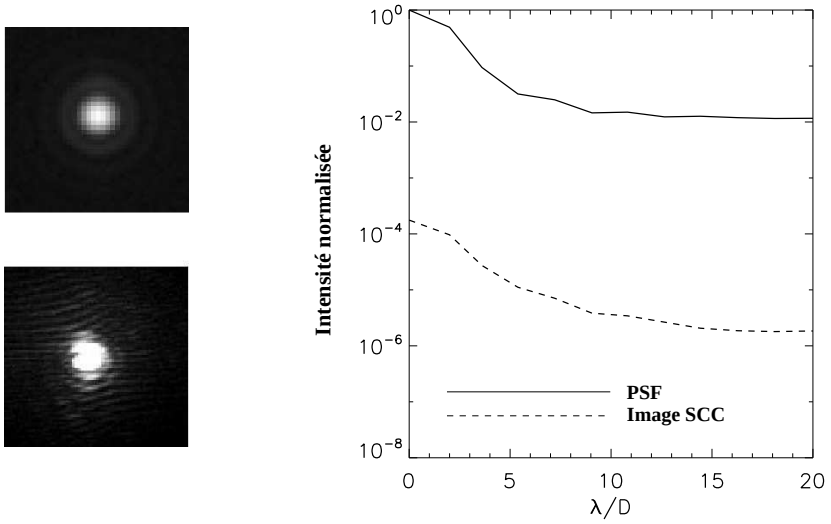

FIGURE III.1.5 – *Profil radial de la moyenne azimutale de l'intensité normalisée des images non coronographiée (courbe en trait continu) et coronographiée (courbe en tirets).*

Lors de ce test, j'ai vérifié que l'intensité en plan focal était la même avec la référence ouverte ou fermée. L'atténutation (équation I.2.11) obtenue avec ce coronographe est de l'ordre de 10^4. Le contraste à $10\lambda/D$ vaut 2.10^5. On remarque sur les courbes de la figure III.1.5 qu'à une distance angulaire supérieure à $5\lambda/D$, l'intensité normalisée de l'image non coronographiée atteint un seuil de 10^{-2} et reste constante. De même, l'intensité normalisée de l'image coronographiée converge vers une valeur de l'ordre de 10^{-6}, on est alors limité par le bruit du détecteur dans les deux cas.

III.1.3 Les analyseurs

III.1.3.1 Imagerie en plan focal

La caméra utilisée sur le banc THD est de type AVT Pike F-032B. Je donne dans le tableau III.1.1 quelques caractéristiques de cette caméra.

Taille	640x480 pixels
Taille pixels	7,4 μm
Données de sortie	14 bits
Pixel chaud	1,5% en pleine trame pour 60s
Courant d'obscurité	1,3 e^-/s
Niveau de saturation en électrons (FWC)	13000 e^-
Bruit de lecture mesuré (RON)	à 40 Mhz : 17,54 +/-1,35 e^-
Gain moyen	0,2 e^-/ADU

TABLE III.1.1 – *Principales caractéristiques du détecteur.*

III.1.3.2 Le HASO

Nous ajoutons sur le banc THD une seconde voie d'analyse classique constituée d'un HASO de la société Imagine Optics (figure III.1.2). C'est un analyseur de type Shack-Hartmann dont le principe est présenté dans le paragraphe I.2.1.2.1. Le HASO est constitué de 32x32 sous-pupilles, sa vitesse de fonctionnement est de quelques Hertz. Il enregistre les pentes locales du front d'onde et fournit directement un front d'onde reconstruit sous forme d'images à deux dimensions. Le front d'onde estimé est comparé à un front d'onde de référence. Le HASO présente deux modes de fonctionnement :

- Un mode appelé *absolute measurement*. Il permet d'enregistrer un front d'onde de référence. Pour réaliser cette mesure de la référence, il faut définir une taille de pupille du HASO, elle dépend du nombre d'actionneurs utiles du miroir déformable. Ceux-ci se trouvent dans la pupille du HASO.
- Un mode *relative measurement*. Il permet d'enregistrer le front d'onde mesuré relativement au front d'onde de référence. Il est aussi possible de soustraire à la phase mesurée par le HASO les premiers modes de Zernike.

Le HASO nous a permis dans un premier temps de mesurer expérimenalement les fonctions d'influence du miroir déformable OKO ainsi que les déformations de la surface du miroir déformable Boston. À partir de ces mesures, nous avons déterminé les commandes de correction pour le remettre à plat avant de l'utiliser pour corriger le front d'onde (section III.1.5.7). Dans un second temps, il nous a permis de valider expérimentalement le fonctionnement de la SCC utilisée comme analyseur de surface d'onde (section III.2.2). Nous avons réalisé des mesures de la phase simultanément avec la SCC et le HASO. Contrairement à la SCC qui permet d'estimer les aberrations du front d'onde à partir de l'image scientifique, le HASO utilise une voie additionnelle. Les deux analyseurs mesurent donc des aberrations dans des voies différentes. Il existe alors obligatoirement des aberrations différentielles. Afin de comparer les mesures de front d'onde obtenues avec les deux analyseurs, nous avons réalisé des mesures différentielles. Remarquons que le HASO, contrairement à la SCC, ne permet pas de mesurer les aberrations d'amplitude. Le seul moyen de savoir que la SCC estime correctement ces dernières est de chercher à les corriger avec le miroir déformable et de voir si le contraste de l'image est effectivement plus profond (si l'estimation n'est pas correcte, la correction ne le sera pas non plus et le contraste a toutes les chances d'être de moins bonne qualité).

III.1.4 Les outils informatiques

J'ai utilisé alternativement les logiciels LabVIEW et IDL pour interagir sur le banc THD, enregistrer les données et les traiter. J'expose dans ce paragraphe les fonctions des codes développés dans ces deux logiciels. Je schématise dans la figure III.1.6 les fonctions des outils informatiques.

LabVIEW :

- J'utilise le logiciel LabVIEW pour piloter les éléments motorisés du banc THD (miroir tip-tilt, miroir déformable, platines de positionnement).
- Le formalisme présenté dans le chapitre II.1 est implémenté sur ce logiciel afin d'enregistrer les images SCC (images des speckles en plan focal, équation II.1.21) et de calculer le front d'onde estimé et corrigé en amont du coronographe.
- Afin de réaliser les mesures SCC expérimentales permettant de créer la matrice d'interaction, je mets en mouvement les actionneurs un à un (j'explique comment créer cette matrice d'interaction synthétique dans les sections III.2.4.2 et III.2.4.3). En même temps, le miroir tip-tilt est contrôlé en boucle fermée afin de maintenir le faisceau au centre du masque coronographique et de recentrer l'image en plan focal au centre du détecteur (la méthode permettant de faire cette stabilisation est explicitée dans la partie IV).

Concrètement, j'utilise des transformées de Fourier pour écrire le formalisme présenté dans la section II.1.5 pour estimer le front d'onde (équation II.1.44). Pour estimer le front d'onde, j'effectue une division par un masque numérique M de l'image I_- (définie par l'équation II.1.27). Le formalisme implanté dans le logiciel LabVIEW pour créer le masque M impose que celui-ci soit centré sur quatre pixels. Il faut que le masque coronographique M et l'image I_- soient centrés au même endroit pour pouvoir effectuer la division de I_- par le masque M. Une solution est de centrer I et I_- sur quatre pixels du détecteur comme le masque M.

IDL :

- À partir de la matrice d'interaction mesurée par LabVIEW, j'utilise IDL pour créer la matrice d'interaction synthétique et la matrice de commande du miroir déformable.
- Je réalise un traitement des images enregistrées avec LabVIEW. J'étudie le contraste obtenu en plan focal pendant une boucle de correction du front d'onde.

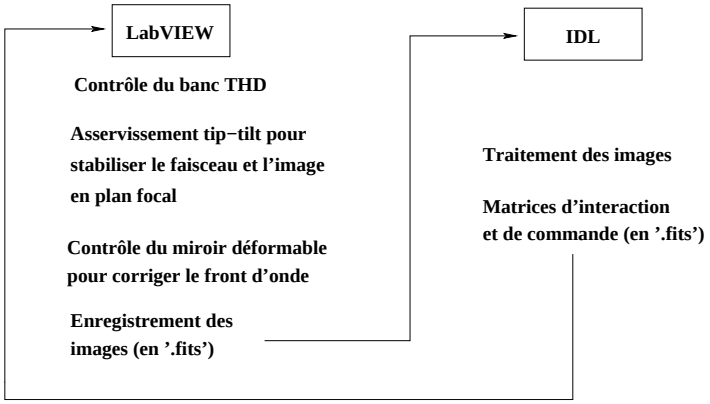

FIGURE III.1.6 – *Schéma récapitulatif de l'utilisation des logiciels LabVIEW et IDL.*

III.1.5 Les miroirs actifs

III.1.5.1 Le miroir tip-tilt

Le miroir de basculement (miroir tip-tilt) est composé de deux actionneurs piézoélectriques dont la course maximale correspond à 2 mrad et la précision de positionnement est de 0,16 μrad. Il est placé à proximité et en amont de la pupille d'entrée de l'instrument (figure III.1.2). Ce miroir est un des prototypes de SPHERE développé par P. Gigan. Il est utilisé pour corriger le tip-tilt de la phase estimée par la SCC. Je l'utilise également en boucle fermée pour stabiliser le faisceau sur le masque de phase en plan focal pendant la mesure de la matrice d'interaction.

III.1.5.2 Le miroir déformable électrostatique OKO - 37 actionneurs

Le premier miroir déformable que j'ai utilisé sur le banc THD est un miroir déformable électrostatique OKO constitué de 37 actionneurs (Liotard [2006], figure III.1.7 de gauche), répartis sur un maillage hexagonal (figure III.1.7 de droite). Les actionneurs sont tirés par une force électrostatique quand une tension est appliquée. Il n'est pas possible de pousser les actionneurs. Afin de déplacer les actionneurs dans deux sens opposés, il faut tout d'abord les placer à mi-course. Comme la réponse d'un tel miroir est quadratique, on applique alors une tension de polarisation de 70% de la tension maximale sur l'ensemble des actionneurs. En appliquant une tension plus forte ou plus faible que la tension de polarisation sur un actionneur, on parvient à le tirer ou le relâcher par rapport à la position des autres actionneurs maintenus à mi-course. Les caractéristiques de ce miroir sont regroupées dans le tableau III.1.2.

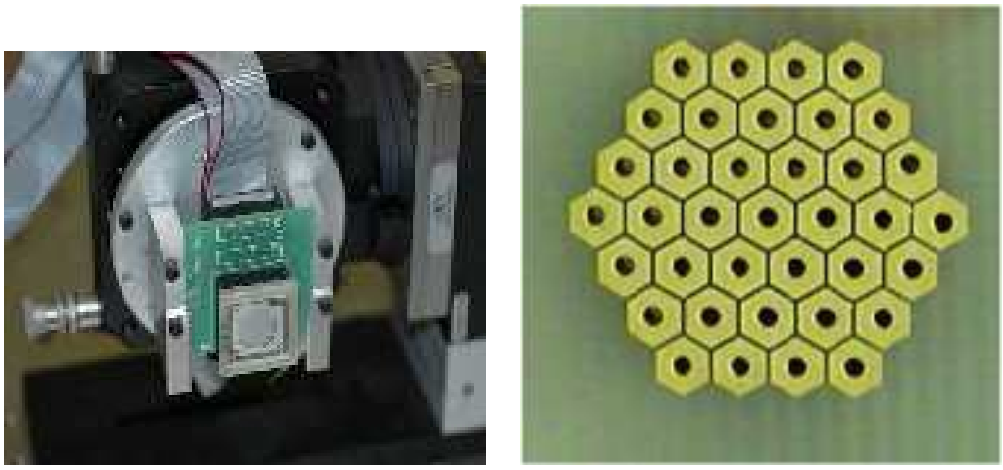

FIGURE III.1.7 – *Gauche : Miroir déformable électrostatique OKO (37 actionneurs). Droite : Géométrie des actionneurs.*

III.1.5.3 Estimation des fonctions d'influence du miroir déformable OKO

Nous avons utilisé le HASO pour mesurer expérimentalement les fonctions d'influence du miroir déformable OKO. Je décris cette mesure ci-dessous :

– Initialement, tous les actionneurs sont tirés à mi-course en leur appliquant la même tension correspondant à 70% de la tension maximale.

Nombre d'actionneurs	37
Distance inter-actionneur	1,8 mm
Course maximale	540 nm
Couplage inter-actionneur	60%
Bande passante (miroir + électronique)	500 Hz
Tensions de commande	0 - 266 V
Réponse des actionneurs	quadratique en tension
Actionneurs morts	0
Diamètre utile de la pupille lors de l'étalonnage	9,2 mm

TABLE III.1.2 – *Principales caractéristiques données par le fournisseur du miroir déformable OKO (37 actionneurs).*

- J'applique ensuite successivement une tension minimale (0 V) et maximale (266 V) sur chaque actionneur, les autres actionneurs étant maintenus à mi-course. Le HASO reconstruit les deux fronts d'onde correspondant à la déformation de la membrane pour les deux tensions appliquées.
- Je soustrais les deux fronts d'onde reconstruits par le HASO. Le front d'onde résultant est une mesure expérimentale d'une fonction d'influence du miroir déformable OKO.

L'ensemble des fonctions d'influence mesurées expérimentalement avec le HASO est représenté par la figure III.1.8.

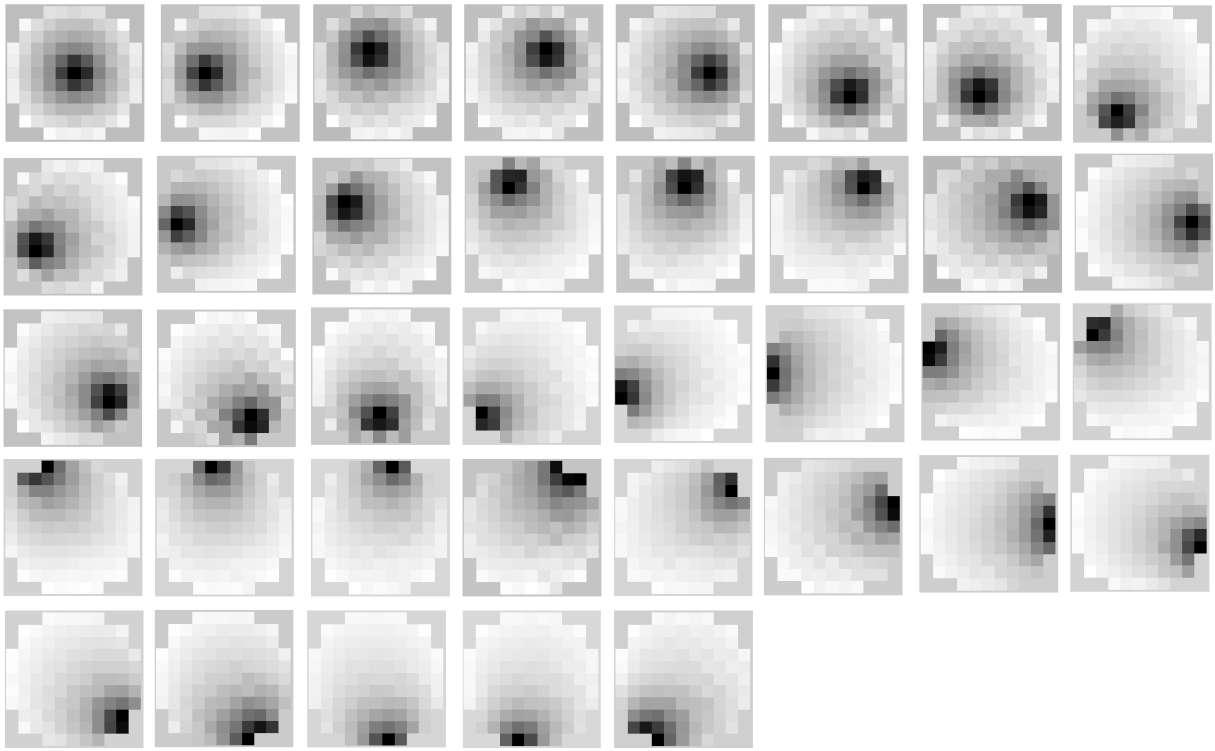

FIGURE III.1.8 – *Fonctions d'influence du miroir déformable OKO (37 actionneurs) mesurées expérimentalement avec le HASO.*

Ces mesures nous ont permis, dans un premier temps, de tester l'ensemble des actionneurs ainsi que de définir leur position sur la membrane.

La surface de ce miroir présente un astigmatisme important. Pour remettre le miroir à plat, il faudrait utiliser plus de 100% de la course des actionneurs. La mise à plat et la correction de la phase du banc THD en utilisant ce miroir n'est donc pas possible. Nous avons donc décidé de le mettre dans sa forme la plus plate possible en déplacant à mi-course l'ensemble des actionneurs. Nous l'avons utilisé pour introduire des erreurs de phase différentielles connues en appliquant des tensions sur les actionneurs. Nous avons ensuite utilisé la SCC pour estimer ces défauts connus (section III.2.2).

III.1.5.4 Non linéarité de la réponse des actionneurs du miroir déformable OKO

J'ai ensuite étudié la réponse en tension des actionneurs. Je présente les étapes à suivre pour mesurer l'amplitude de la déformation du miroir déformable en fonction de la tension appliquée.

- Tous les actionneurs reçoivent une tension de 70% de la tension maximale.
- J'applique alternativement une rampe d'une dizaine de tensions entre 0 et 100% de la tension maximale sur chacun des actionneurs tout en maintenant les autres actionneurs à mi-course. Je note V_k la k ième tension parmis les dix tensions appliquées.
- Lorsqu'une tension est appliquée sur un actionneur, la membrane du miroir se déforme localement à l'aplomb de l'actionneur. Les pentes locales induites par cette déformation dans les deux directions sont mesurées avec le HASO. On a aussi accès au front d'onde reconstruit. Je note $p_i(V_k)$ le vecteur de pente correspondant au mouvement d'un actionneur d'indice i lorsqu'une tension V_k est appliquée sur cet actionneur.
- La course des actionneurs est trop petite pour permettre de remettre à plat ce miroir déformable. Les aberrations de phase du faisceau sont alors importantes et pour pouvoir mesurer de petits défauts de phase, j'ai réalisé des mesures différentielles. À chaque vecteur de mesures de pentes $p_i(V_k)$, je soustrais le vecteur de pentes correspondant à une tension nulle appliquée sur le même actionneur d'indice i. Je note $p_i(V_0)$ ce vecteur de pentes et $\Delta p_{i,k}$ le vecteur de la mesure différentielle des vecteurs de pentes :

$$\Delta p_{i,k} = p_i(V_k) - p_i(V_0). \tag{III.1.1}$$

- Je calcule la norme du vecteur de mesures de pentes $||\Delta p_{i,k}||$ pour chaque mesure différentielle $\{\Delta p_{i,k}\}$. C'est l'amplitude normalisée de la déformation de la membrane du miroir déformable OKO induite quand une tension V_k et une tension nulle V_0 sont appliquées successivement sur un actionneur d'indice i.

Je représente sur le graphique de la figure III.1.9 cette amplitude normalisée $||\Delta p_{i,k}||$ en fonction de la tension V_k appliquée sur quatre actionneurs (courbes noire, verte, bleue et rouge en trait continu). Ces actionneurs sont localisés sur le schéma de la figure III.1.9. La déformation de la membrane est d'autant plus importante pour une tension donnée que l'actionneur se trouve proche du centre du miroir déformable. Ceci est dû au fait que la membrane est tenue sur les bords. Ainsi, les actionneurs situés au bord de la membrane ont un déplacement moins important que les actionneurs plus au centre pour une même tension appliquée.

Je suppose que la réponse des actionneurs est quadratique en tension et j'ajuste la parabole qui coïncide aux données expérimentales. Pour chacun des 37 actionneurs, je détermine par un ajustement aux moindres carrés le polynôme de la forme $y = a_i x^2$ qui coïncide le mieux avec la courbe représentant la déformation locale de la membrane à l'aplomb de chaque actionneur i.

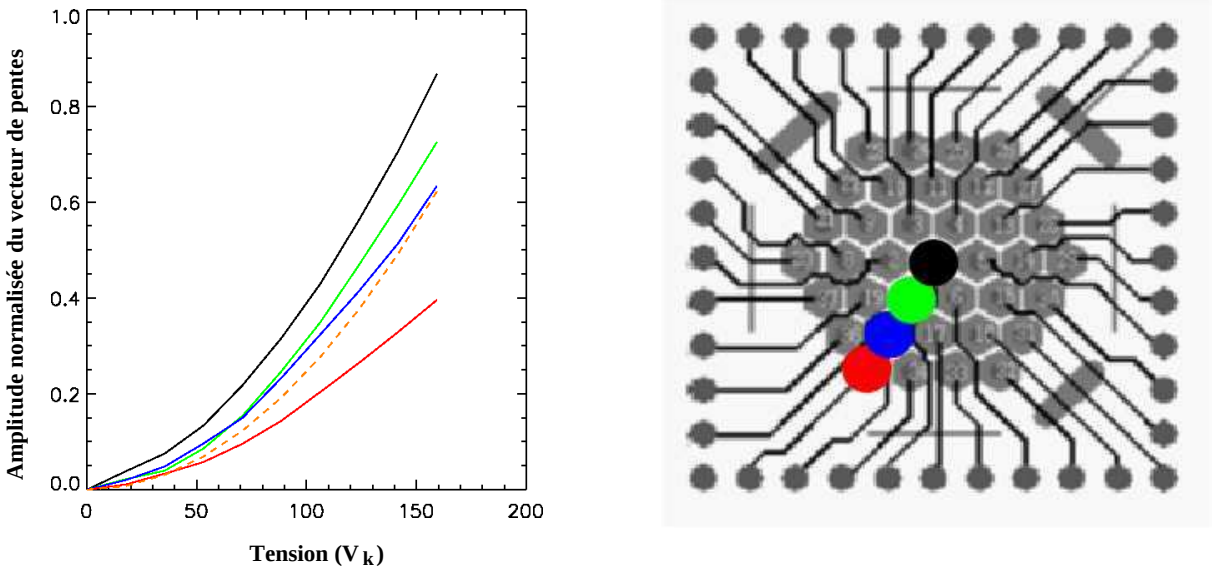

FIGURE III.1.9 – *Gauche : Réponse en tension de 4 actionneurs du miroir déformable électrostatique OKO (4 courbes en couleur en traits plein). La courbe orange en pointillés représente la fonction $y = ax^2$. Droite : Structure du miroir déformable OKO et localisation des actionneurs étudiés.*

J'obtiens donc 37 coefficients a_i et calcule la moyenne a. Je trace alors la courbe $y = ax^2$ sur le même graphique (figure III.1.9, courbe orange en pointillés).

Ce miroir nous a permis d'avoir une première version du banc THD et de tester pour la première fois la SCC en tant qu'analyseur de surface d'onde (voir section III.2.2). De plus, afin de piloter ce miroir déformable, nous avons développé l'interface LabVIEW qui nous à ensuite permis de contrôler le miroir déformable Boston Micromachines pour corriger le front d'onde.

III.1.5.5 Le miroir déformable Boston - 32x32 actionneurs

La deuxième étape a été d'intégrer le miroir déformable électrostatique Boston Micromachines comportant 32x32 actionneurs sur le banc à la place du miroir OKO (figure III.1.10 de gauche). Les actionneurs sont répartis sur une grille carrée. 740 actionneurs se trouvent dans la pupille circulaire de diamètre $D_P = 9{,}2$ mm lors de l'étalonnage du miroir déformable (figure III.1.10 de droite, actionneurs en jaune). Les principales caractéristiques de ce miroir déformable sont regroupées dans le tableau III.1.3.

La figure III.1.11 est un document fourni par la société Boston Micromachines. Ce graphique représente la réponse d'un actionneur (courbe rose), celle-ci est proche d'une loi quadratique en tension. La courbe bleue est la réponse de 4x4 actionneurs.

La figure III.1.12 rassemble aussi des données fournies par la Société Boston Micromachines. On voit la forme globale de la surface du miroir déformable (gauche) ainsi que la coupe selon la direction horizontale de cette surface (droite) quand la tension minimale (0V) est appliqué sur l'ensemble des actionneurs (haut) et quand la tension maximale (205V) est appliquée sur l'ensemble des actionneurs (bas). On voit apparaître plusieurs caractéristiques :

- Les bords de la membrane présentent un rabat important du fait que celle-ci est fixée.
- Au centre de la membrane, la déformation résiduelle est de bas ordres et donc facilement corrigeable.

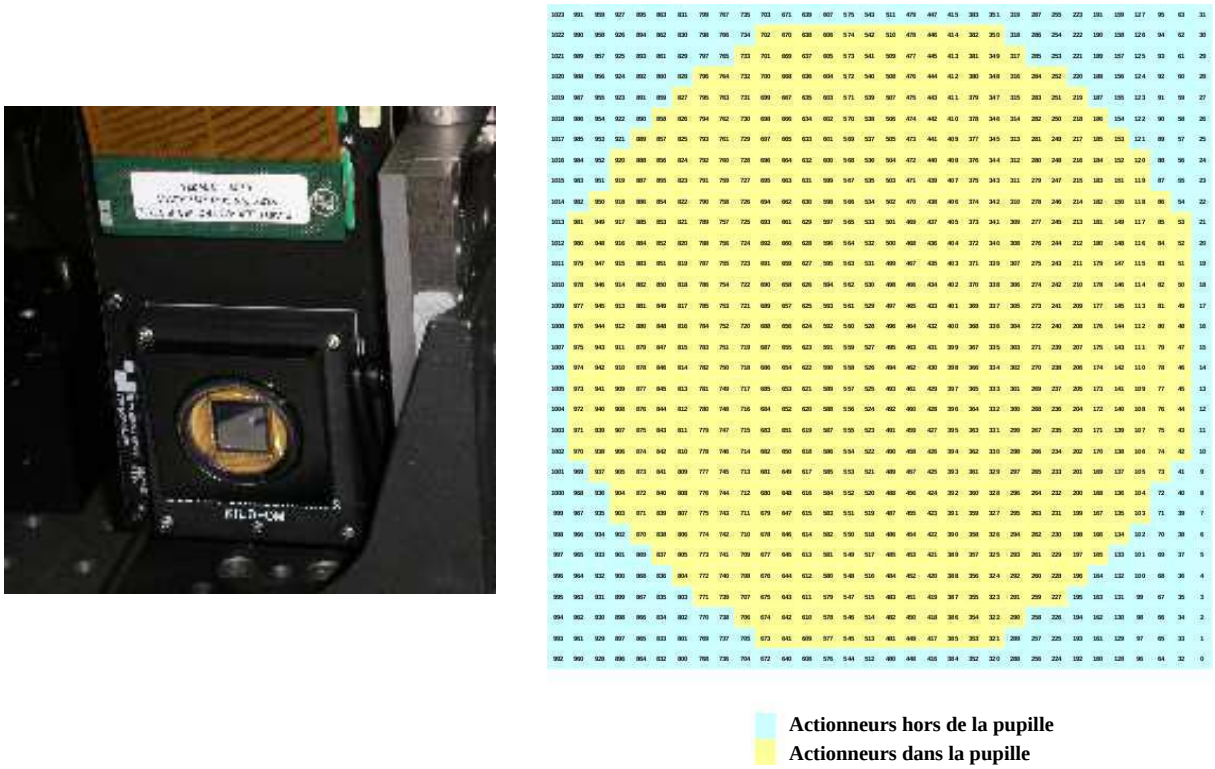

FIGURE III.1.10 – *Gauche : Photographie du miroir déformable électrostatique Boston Micromachines (32^2 actionneurs). Droite : Représentation des actionneurs en dehors de la pupille (bleu ciel) et dans la pupille (jaune) lors de l'étalonnage du miroir déformable. L'actionneur 0 se trouve en bas à droite, l'actionneur 1023 se trouve en haut à gauche. La pupille a un diamètre D_P de 9,2 mm. Les quatre actionneurs dans les coins ne sont pas connectés.*

Nombre d'actionneurs	1020 effectifs
Distance inter-actionneur	300 μm
Course maximale	1500 nm
Couplage inter-actionneur	$< 30\%$
Bande passante (MD + électronique)	> 2 kHz
Tensions de commande	0 - 205 V
Planéité (tip-tilt et aberration sphérique soustraits)	$<$ 50nm RMS et 200 nm PV
Réponse des actionneurs	quadratique en tension
Actionneurs morts	1
Diamètre de la pupille lors de l'étalonnage	9,2 mm

TABLE III.1.3 – *Principales caractéristiques du miroir déformable électrostatique Boston Micromachines (32^2 actionneurs).*

– Sur les coupes, on note des oscillations de faible amplitude mais à très hautes fréquences spatiales. Ces défauts ne sont pas corrigeables et vont créer des speckles très particuliers dans l'image (voir sections III.2.5 et III.2.7).

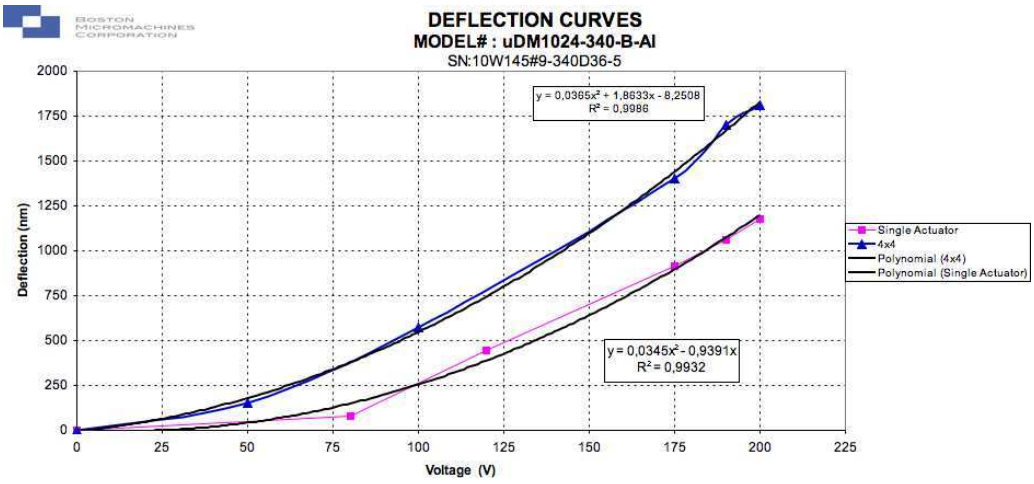

FIGURE III.1.11 – *Réponse en tension d'un actionneur (courbe rose) et de 4^2 actionneurs (courbe bleue). Données fournies par la société Boston Micromachines.*

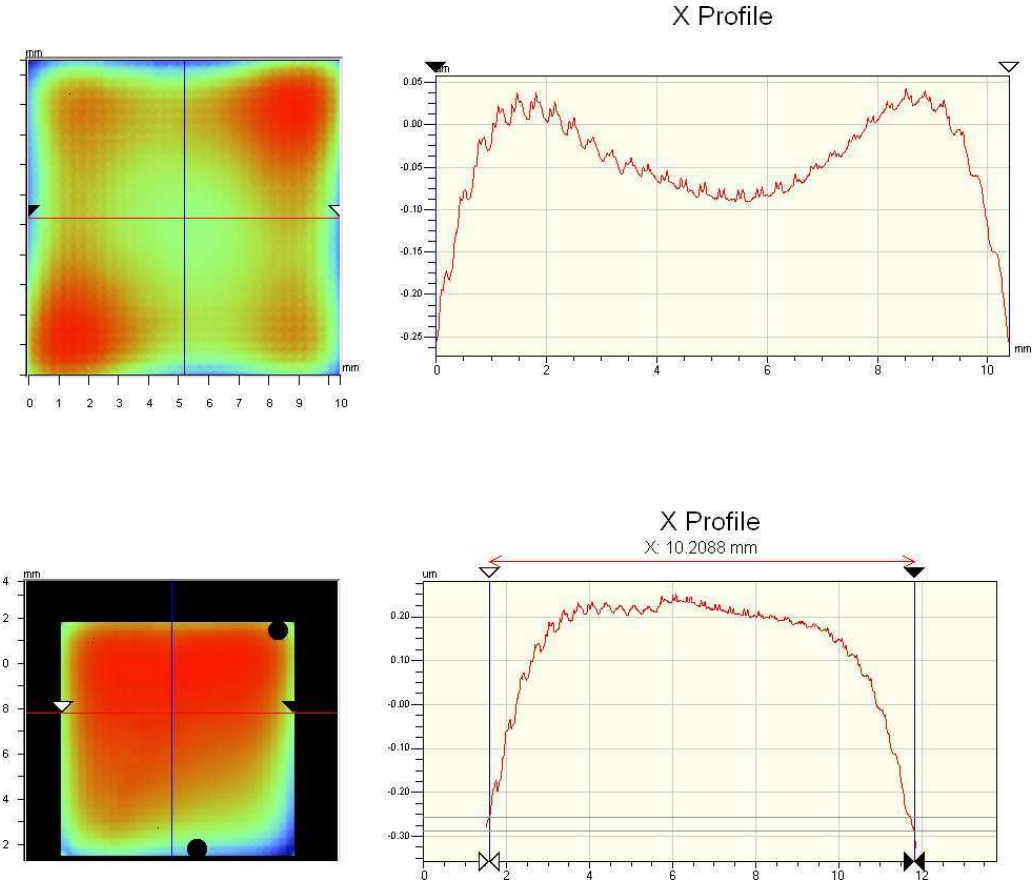

FIGURE III.1.12 – *Haut : 0V est appliqué sur l'ensemble des actionneurs. Bas : La tension maximale, 205V, est appliquée sur l'ensemble des actionneurs. Gauche : Image de la déformation de la membrane. Droite : Profil dans la direction horizontale de la déformation de la membrane. Données fournies par la Société Boston Micromachines.*

III.1.5.6 Étude de la réponse en tension des actionneurs

Nous avons reçu le miroir déformable Boston au milieu de ma deuxième année de doctorat (février 2010). Nous avons tout d'abord intégré ce miroir déformable à la place du miroir déformable OKO sur le banc THD. Nous avons ensuite étudié le comportement de ce miroir et en particulier, nous avons testé ses actionneurs un à un. La méthode appliquée est similaire à celle présentée pour étalonner le miroir déformable OKO (section III.1.5.4). J'utilise le HASO pour mesurer les pentes locales de la déformation du front d'onde.

- Initialement, j'applique 70% de la tension maximale sur tous les actionneurs afin de les déplacer à mi-course.
- J'applique ensuite dix tensions V_k comprises entre 60% et 80% de la tension maximale sur un actionneur les autres étant maintenus à mi-course.
- Je réalise une mesure différentielle des vecteurs de mesures de pentes notés $p_{i,k}$ enregistrés par le HASO. À chaque vecteur de mesures de pentes correspondant à une tension V_k appliquée sur un actionneur d'indice i, je soustrais le vecteur de mesures de pentes enregistré lorsqu'une tension minimale V_0 est appliquée sur ce même actionneur. Cette tension V_0 correspond à 60% de la tension maximale. J'obtiens $\Delta p_{i,k}$ (équation III.1.1).
- Je calcule la norme du vecteur différentiel de mesures de pentes $||\Delta p_{i,k}||$.

J'étudie alors l'amplitude de la déformation de la membrane en fonction de la position de l'actionneur. Une première étude consiste à regarder le comportement des actionneurs en bord et à l'extérieur de la pupille. Je réalise ensuite une deuxième étude afin d'observer plus précisément le comportement des actionneurs situés dans la pupille. La figure III.1.13 représente les actionneurs étudiés en particulier.

- Les actionneurs en jaune sont ceux qui se trouvent dans la pupille.
- Les actionneurs en bleu ciel sont ceux en dehors de la pupille.
- Les actionneurs orange et bleu foncé sont les actionneurs considérés pour une première étude. Tous les actionneurs de la colonne la plus à droite de ce schéma sont en dehors de la pupille.
- Les actionneurs en noir, rose, vert et violet sont les actionneurs 301, 579, 878 et 974 respectivement. Je considère ces actionneurs pour une deuxième étude.
- L'actionneur 197 (en rouge) est mort.

Pour la première étude, je considère trois rangées d'actionneurs correspondant aux trois colonnes de droite de l'ensemble des actionneurs (actionneurs orange et bleu foncé de la figure III.1.13). Je note *colonne 1* la colonne d'actionneurs la plus à droite, *colonne 2* la deuxième colonne en partant de la droite et *colonne 3* la troisième colonne. J'étudie la réponse en tension des actionneurs de ces trois rangées. Je trace sur la figure III.1.14, l'amplitude normalisée $||\Delta p_{i,k}||$ de la déformation de la membrane du miroir déformable. Les graphiques de la figure III.1.14 représentent l'amplitude normalisée des actionneurs de la colonne 1 (graphique de gauche), des actionneurs de la colonne 2 (graphique du milieu) et des actionneurs de la colonne 3 (graphique de droite). Sur les trois graphiques, la courbe noire représente l'amplitude d'un actionneur se trouvant dans la pupille (actionneur 301 représenté en noir sur la figure III.1.13). La tension s'exprime en % de la tension maximale.

L'amplitude normalisée correspondant à l'action des actionneurs en dehors de la pupille est quasi nulle (courbes bleues). On constate aussi que plus l'actionneur est proche du centre de la pupille (dans les colonnes 2 et 3), plus la déformation est importante. On retrouve le même comportement pour tous les actionneurs en bord de pupille.

Lorsque nous corrigeons la phase avec ce miroir déformable, nous n'utilisons pas tous les actionneurs. Cette étude nous a donc permis de définir les actionneurs utiles du miroir déformable.

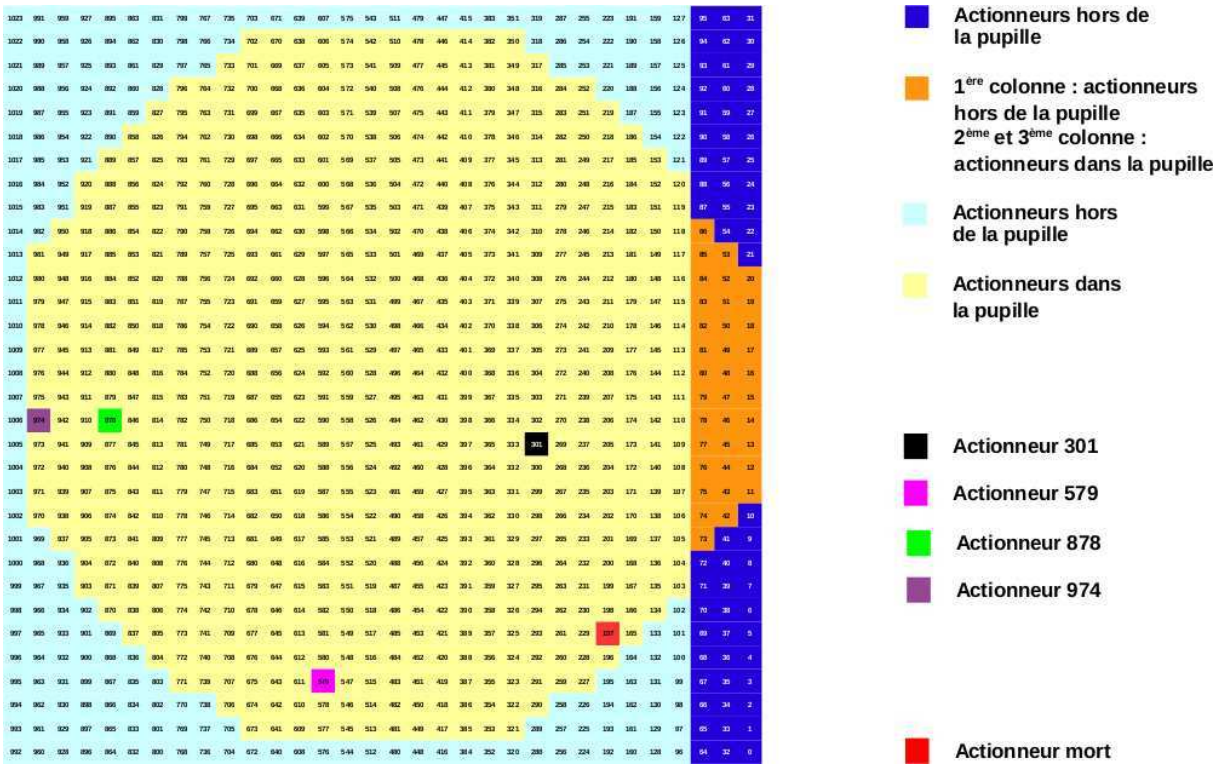

FIGURE III.1.13 – *Répartition des actionneurs par rapport à la pupille. Jaune : actionneurs dans la pupille. Bleu ciel : actionneurs en dehors de la pupille. Orange et bleu : actionneurs considérés dans une première étude. Noir, rose, vert, violet : actionneurs considérés dans une deuxième étude. Rouge : actionneur mort.*

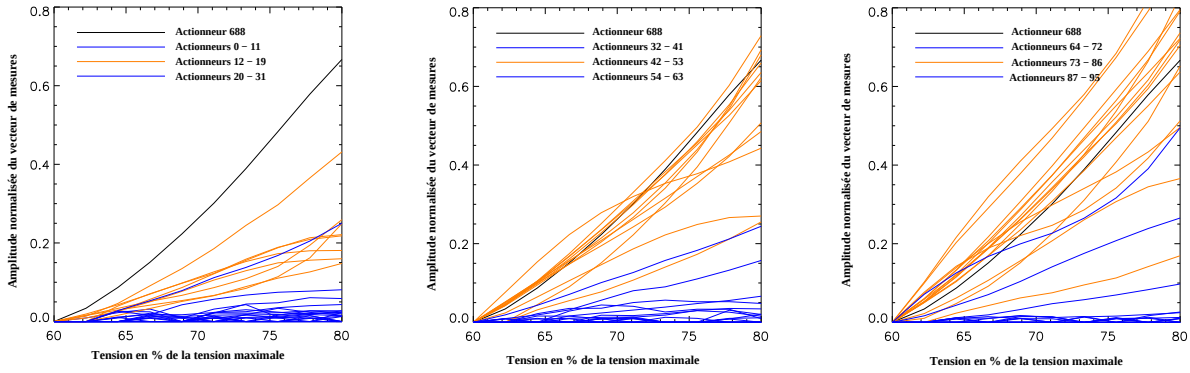

FIGURE III.1.14 – *Réponse en tension des actionneurs en bord de pupille du miroir déformable Boston. Courbes oranges : actionneurs en bord de pupille sur trois colonnes. Courbes bleues : actionneurs en dehors de la pupille. La tension s'exprime en % de la tension maximale.*

Le nombre d'actionneurs utiles dépend de la taille de la pupille. Nous avons profité de cette étude pour étudier tous les actionneurs un a un. Nous avons alors repéré un actionneur mort (en rouge sur la figure III.1.13).

Je considère maintenant quelques actionneurs situés dans la pupille. J'étudie le comportement des actionneurs 301, 579, 878, 974 (en noir, rose, vert et violet respectivement dans la

figure III.1.13). La figure III.1.15 représente l'amplitude normalisée de la déformation $||\Delta p_{i,k}||$ en fonction de la tension appliquée sur l'actionneur considéré. La tension s'exprime en % de la tension maximale.

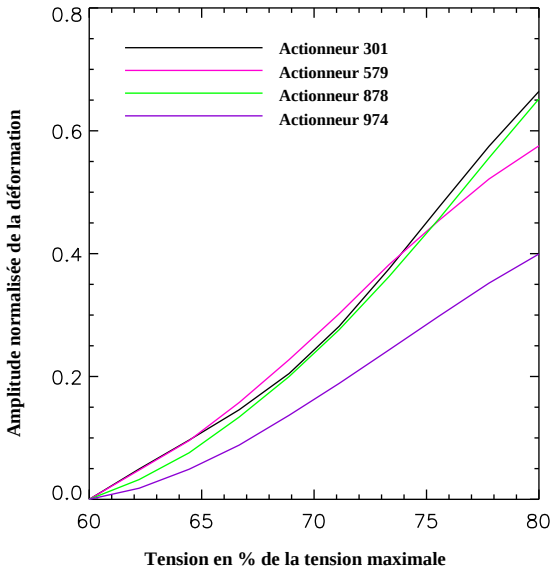

FIGURE III.1.15 – *Réponse en tension de quatre actionneurs du miroir déformable électrostatique Boston au centre de la pupille. La tension s'exprime en % de la tension maximale.*

On remarque que l'amplitude de la déformation de l'actionneur 974 (courbe violette) est inférieure aux autres amplitudes. Les actionneurs situés au bord de la membrane ont une amplitude moindre car la membrane est fixée sur les bords (figure III.1.12). Dans les figures III.1.14 et III.1.15, on observe une forte dispersion entre les courbes. Afin d'optimiser la correction du front d'onde avec ce miroir déformable, nous devrions trouver, pour chaque actionneur, la loi permettant de linéariser proprement leur réponse. L'amplitude totale de déformation est de 1500 nm, on est alors dans un cas de haute dynamique. La correction du front d'onde est de l'ordre de quelques % de la dynamique. Ainsi, pendant ma thèse, nous avons réalisé les premiers tests de mesure et de correction du front d'onde en utilisant la SCC sans linéariser la réponse en tension des actionneurs.

III.1.5.7 Mise à plat du miroir déformable Boston avec le HASO

La mise à plat du miroir déformable Boston se fait par itérations successives. J'utilise le HASO pour estimer la déformation initiale de la membrane. Je décris ci-dessous les étapes suivies pour faire cette mise à plat.

III.1.5.7.1 Étalonnage de la voie d'analyse du HASO

- 1/ J'applique la tension de polarisation (70% de la tension maximale) sur tous les actionneurs afin de les positionner à mi-course.
- 2/ J'éclaire le banc avec la diode laser à 635 nm. À l'aide d'un miroir de renvoi situé en aval du plan focal coronographique (dans lequel on a retiré le coronographe), je fais l'image de la pupille sur l'analyseur HASO.

- 3/ Je choisis le mode *Absolute measurement* du HASO (voir section III.1.3.2). J'enregistre une phase de référence correspondant aux défauts du banc jusqu'au plan focal coronographique auquels s'ajoutent les défauts de la voie d'analyse HASO. Les défauts de tip-tilt et de focus ne sont pas soustraits à cette phase.
- 4/ Les sous-pupilles utiles sont définies dans cette configuration à partir d'une moyenne de 200 images.
- 5/ Je sélectionne le mode *relative measurement* du HASO avec la phase précédente comme référence.
- 6/ Je place une source à la place du masque coronographique et la déplace selon trois directions (x,y,z) de telle sorte que le focus et le tip-tilt mesurés par le HASO s'annulent.
- 7/ Une fois le tip-tilt et le focus annulés, je règle à nouveau le HASO en mode *absolute measurement*, mais cette fois je ne garde pas les modes tip-tilt et focus. La phase obtenue mesure les aberrations de la voie d'analyse.
- 8/ J'enregistre cette phase et j'enlève la source placée dans la plan du masque coronographique.

III.1.5.7.2 Mesure de la phase du banc et du miroir déformable

- 9/ Je règle le HASO en mode *relative measurement* en prenant la phase précédente comme référence. La phase mesurée est la phase engendrée par la forme du miroir à mi-course et des défauts du banc THD.
- 10/ J'enregistre la phase estimée par le HASO.
- Je détermine la position et l'orientation du miroir déformable par rapport au HASO en bougeant plusieurs actionneurs et en comparant la phase estimée en fonction de l'indice de l'actionneur.
- 11/ J'applique l'opposée de la phase mesurée sur le miroir déformable en appliquant les tensions correspondantes au miroir déformable en les multipliant par un gain optimisé manuellement pour minimiser la phase mesurée sur le HASO.
- 12/ J'obtiens une première mise à plat du miroir déformable Boston.
- 13/ En reproduisant ce processus quelques fois à partir de 9/, je parviens à aplanir le miroir déformable avec des erreurs de front d'onde inférieures à 20 nm pour les fréquences mesurées par le HASO (32x32).

Une fois les tensions de mise à plat enregistrées, je les applique au miroir déformable avant de commencer les tests expérimentaux sur le banc THD.

III.1.6 Asservissement du miroir tip-tilt et du miroir déformable Boston

La correction du front d'onde sur le banc THD se fait à l'aide du miroir tip-tilt et du miroir déformable Boston. Nous avons mis en place deux boucles d'asservissement sur le banc THD (représentation schématique de ces boucles dans la figure III.1.16).

Ces deux boucles sont imbriquées l'une dans l'autre. Le front d'onde initial est estimé à partir des speckles frangés en plan focal par la SCC. Les commandes à appliquer au miroir tip-tilt et au miroir déformable pour corriger le front d'onde sont déterminées séparément. Dans un premier temps, les aberrations sont corrigées par le miroir déformable avec une fréquence typique de quelques Hz. Pour éviter de saturer le miroir déformable avec les aberrations de tip-tilt, le basculement du front d'onde est également envoyé au miroir tip-tilt. Le tip-tilt est commandé de

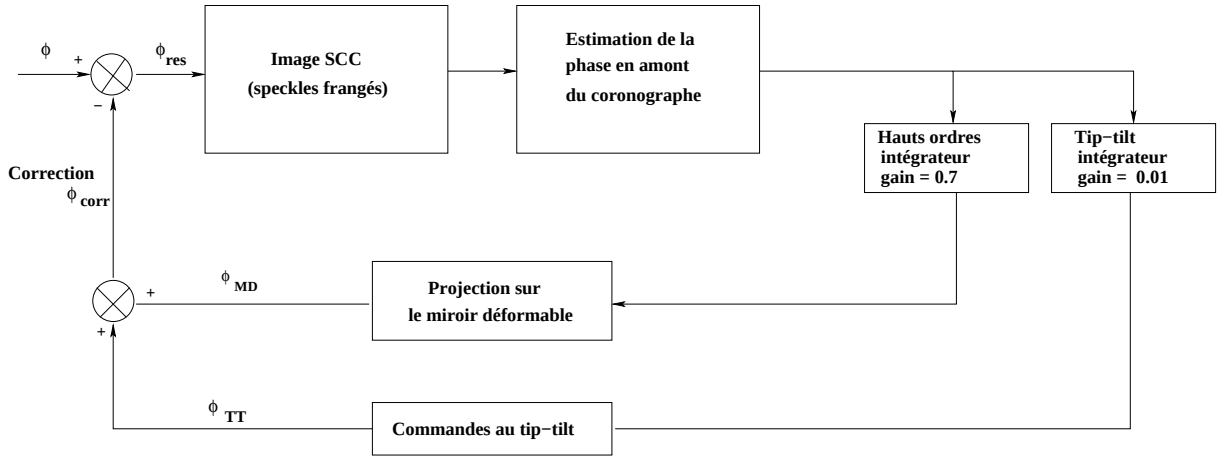

FIGURE III.1.16 – *Boucles d'asservissement du miroir déformable et du miroir tip-tilt pour corriger la phase. Les gains ont des valeurs typiques.*

manière plus lente (faible gain) car sa précision n'est pas suffisante. En itérant ce processus, on parvient à corriger le front d'onde sur le banc THD. Je présente les résultats expérimentaux de la mesure et de la correction du front d'onde dans les sections III.2.5 à III.2.8.

III.1.7 Problèmes rencontrés sur le banc THD

Lors des premières utilisations du banc THD, nous avons été confrontés à deux problèmes principaux. Le premier est que les aberrations en aval ou au niveau du diaphragme de Lyot peuvent introduire une différence de marche qui modifie l'expression de la phase estimée expérimentalement. Le deuxième problème est lié aux variations de températures dans la salle blanche. Ces variations entraînent des dérives mécaniques qui dégradent les performances du coronographe et les mesures de la phase avec la SCC. J'expose plus en détails, dans le paragraphe suivant, l'impact de ces deux problèmes sur la mesure SCC et présente les solutions mises en oeuvre pour s'en affranchir.

III.1.7.1 Différence de marche entre les voies image et de référence

La figure III.1.17 est une représentation schématique d'une phase introduite dans le plan du diaphragme de Lyot. Cette phase introduit, au premier ordre, une différence de marche δ entre la pupille de référence et le Lyot. La phase est estimée par la SCC à partir de l'image I des speckles frangés. Je rappelle l'expression des trois pics de corrélation (figure II.1.5) :

$$\mathcal{F}^{-1}(I) = \mathcal{F}^{-1}(I_1) + \mathcal{F}^{-1}(I_+) + \mathcal{F}^{-1}(I_-) \tag{III.1.2}$$

Je rappelle que $\mathcal{F}^{-1}(I_1)$, $\mathcal{F}^{-1}(I_+)$ et $\mathcal{F}^{-1}(I_-)$ sont les intensités des trois pics de corrélation (le pic central et les deux pics latéraux conjugués l'un de l'autre). En supposant que la phase en aval du diaphragme de Lyot n'introduit qu'une différence de marche moyenne δ entre la pupille et la référence, on peut réécrire l'expression du pic latéral à partir de l'équation II.1.26 :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_-(\delta)) = \mathcal{F}^{-1}\left[A_E.A_R^* \exp\left(\frac{2i\pi\delta}{\lambda_0}\right)\right] \tag{III.1.3}$$

$$\mathcal{F}^{-1}(I_-(\delta)) = \mathcal{F}^{-1}[I_-].\exp\left(\frac{2i\pi\delta}{\lambda_0}\right) \tag{III.1.4}$$

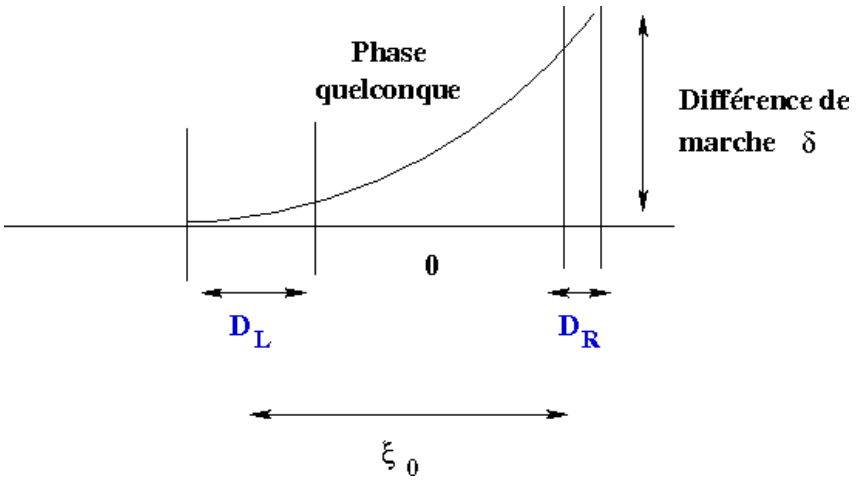

FIGURE III.1.17 – *Représentation schématique d'une phase introduite dans le plan du diaphragme de Lyot.*

On voit bien que pour une différence de marche non nulle ($\delta \neq 0$), l'équation II.1.44 n'est plus valable. En revanche, il est possible de s'affranchir de la différence de marche en multipliant par $\exp\left(-\frac{2i\pi\delta}{\lambda_0}\right)$ le terme $\mathcal{F}^{-1}(I_-(\delta))$ lors de la fabrication de la matrice d'interaction utilisée pour corriger le front d'onde. J'explique dans la section III.2.4 comment je construis cette matrice d'interaction.

III.1.7.2 Variation de température sur le banc THD et conséquences

Le deuxième problème rencontré lors des expériences était dû à la variation de température dans la salle blanche. Cette variation thermique entraînait des dérives mécaniques sur le banc THD et dégradait les mesures SCC. Nous nous sommes rendu compte de ce problème en réalisant les premières matrices d'interaction expérimentales. Nous avons remarqué que la phase mesurée par la SCC n'avait pas le même signe à chaque mesure. Or, l'amplitude des fonctions d'influence est plus importante que la déformation induite par les erreurs de front d'onde du banc THD. En considérant de faibles aberrations post-coronographiques, le signe devrait être le même pour l'ensemble des fonctions d'influence. Je montre dans la figure III.1.18, deux fonctions d'influence expérimentales mesurées à deux instants différents et ayant des signes opposés.

Cette observation nous a montré que nous ne mesurions pas correctement la phase avec la SCC. Nous avons remarqué qu'il y avait des dérives mécaniques lentes qui étaient provoquées par les variations de température observées dans la salle lors des expérimentations. Les conséquences sur le banc étaient une dérive de la source et du détecteur par rapport à la position du masque coronographique. J'explique dans la partie IV l'impact de telles dérives sur les performances du coronographe et sur la mesure de la phase avec la SCC. Pour l'instant, retenons que ces dérives dégradent les performances du coronographe et faussent la mesure de la phase avec la SCC. Il a alors fallu trouver des solutions pour stabiliser la température et le faisceau.

Une solution a été d'utiliser le miroir tip-tilt en boucle fermée pour stabiliser le faisceau au centre du masque coronographique (cette solution est présentée dans la partie IV et dans l'article présenté dans la même partie). Une deuxième solution a été de déporter un maximum d'appareils électroniques à l'origine d'une surchauffe, en dehors de la salle blanche. Les expérimentateurs peuvent maintenant interagir sur le banc à distance à partir de la salle de commande. Deux

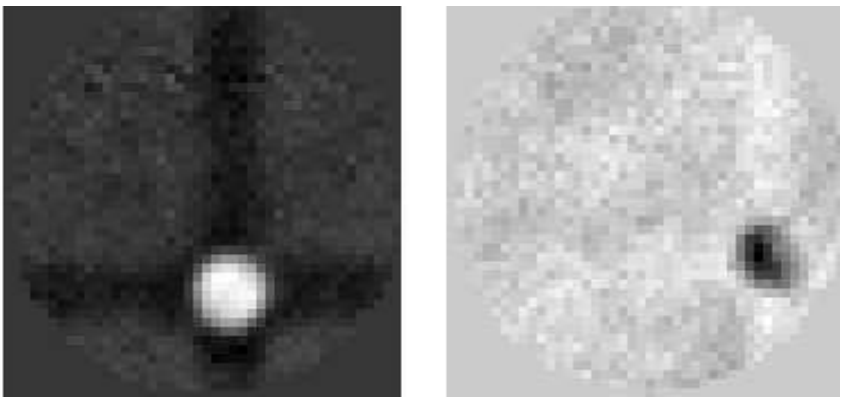

FIGURE III.1.18 – *Deux fonctions d'influence mesurées à deux instants différents.*

ordinateurs de commandes sont installés dans cette salle. Les éléments motorisés du banc sont pilotés en utilisant le logiciel LabVIEW. Une webcam installée devant les voyants de contrôle du miroir déformable dans la salle blanche permet de vérifier en permanence l'état du miroir déformable. Une troisième solution a été de stabiliser la salle blanche en température.

Chapitre III.2

Mesures SCC expérimentales et correction du front d'onde

Dans ce chapitre, je commence par décrire le protocole expérimental de mise en route du banc THD. Je présente les premières mesures qualitatives de la phase en utilisant la SCC comme analyseur de surface d'onde. J'explique ensuite comment construire les matrices d'interaction et de commande synthétiques du miroir déformable Boston à partir des fonctions d'influence expérimentales mesurées avec la SCC. Enfin, je présente les résultats expérimentaux sur la correction de la phase, puis la correction de la phase et de l'amplitude avec le miroir déformable Boston.

III.2.1 Mise en route du banc THD

Avant de réaliser des mesures de front d'onde avec la SCC sur le banc THD, j'effectue plusieurs étapes pour mettre en route le banc :
Étape 1 : Mise sous tension des différents composants du banc THD.
Étape 2 : Je coupe le faisceau lumineux. Je mesure ainsi le courant d'obscurité sur la caméra d'imagerie, aussi appelé "Dark", en moyennant 10000 images.
Étape 3 : Je décale volontairement le faisceau par rapport au centre du masque coronographique de façon à ce qu'il passe entièrement dans un des quatre quadrants du masque. Dans le plan du diaphragme de Lyot, tout la lumière du faisceau passe par la voie de science (à travers le Lyot), aucune lumière n'étant rejetée, la voie de référence n'est pas éclairée. Une densité neutre est placée devant le détecteur. J'obtiens, dans le plan du détecteur, une tache d'Airy. Je moyenne 10000 images non coronographiées afin de réduire le bruit de lecture du détecteur. Le Dark est automatiquement soustrait à cette image moyennée. J'enregistre l'image correspondante. Je note I_{nc} cette image non coronographiée moyennée.
Étape 4 : J'utilise LabVIEW pour faire l'initialisation qui permet d'appliquer les tensions de polarisation sur le miroir OKO ou les tensions de mise à plat du miroir déformable Boston.
Étape 5 : Je vérifie l'alignement du banc. Je forme l'image des transitions du coronographe sur la caméra (figure III.2.1 de gauche) en introduisant la source étendue à l'entrée du banc à l'aide d'un miroir escamotable et contrôlé par le logiciel LabVIEW. Un centre de gravité sur l'image calcule de combien le centre du masque de phase est décalé du centre du détecteur. Le décalage est compensé en bougeant automatiquement les moteurs de déplacement de la caméra. La précision est inférieure à 0,1μm, cela correspond à 0,01 pixels sur la caméra. Une vingtaine d'itérations sont en générale nécessaires pour atteindre la précision recherchée de 0,02 pixels.
Étape 6 : Je centre la source manuellement sur le coronographe en contrôlant le miroir tip-tilt

de manière à atteindre la meilleure atténuation (équation I.2.11) du coronographe (figure III.2.1, droite).
Étape 7 : Dix images SCC correspondant au meilleur alignement du banc sont moyennées. Le

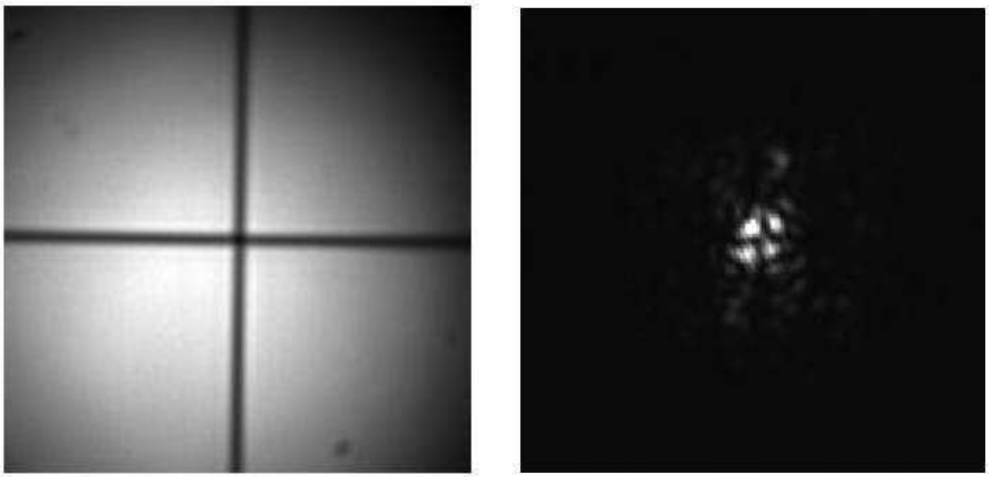

FIGURE III.2.1 – *Gauche : Image du masque de phase à quatre quadrants dans le plan du détecteur. Droite : Speckles résiduels en plan focal (plan du détecteur) pour la meilleure atténuation du coronographe.*

Dark est automatiquement soustrait à cette image moyennée. J'appelle *image de référence* l'image coronographique moyennée correspondant au meilleur alignement du banc et dont le Dark a été soustrait. Je note I_{cr} cette image.
Étape 8 : Je mets en route une boucle d'asservissement qui contrôle le miroir tip-tilt afin de maintenir le faisceau centré sur le masque coronographique et de compenser les dérives du détecteur (voir partie IV).

Je ne réalise pas toutes ces étapes pour chaque test réalisé dans la salle blanche. Je ne réalise qu'une fois les étapes 2 et 3 et ne mets en route la boucle d'asservissement du tip-tilt (étape 8) que quand je veux créer une matrice d'interaction.

III.2.2 Mesure qualitative de la phase par la SCC avec le miroir déformable OKO

Je présente dans ce paragraphe un premier résultat expérimental. J'introduis des erreurs différentielles de phase en appliquant des tensions sur des actionneurs du miroir déformable OKO. Je mesure les fonctions d'influence du miroir déformable avec la SCC et le HASO simultanément lors de cette expérience. La mesure de ces fonctions d'influence se fait en suivant les étapes énumérées ci-dessous.

- J'applique tout d'abord la tension de polarisation sur l'ensemble des actionneurs afin de les mettre à mi-course.
- J'introduis ensuite une phase connue en appliquant une tension minimale (0 V) et une tension maximale (266 V) sur chacun des actionneurs (la figure III.2.2 de gauche représente l'actionneur sur lequel on applique les tensions).
- Lors du déplacement de chaque actionneur, j'utilise la SCC pour mesurer les deux phases correspondant aux deux tensions appliquées sur l'actionneur considéré. Je réalise alors une

mesure différentielle de la phase qui correspond à une estimation en utilisant la mesure SCC d'une fonction d'influence de l'actionneur vue par la SCC.
- Simultanément, j'utilise le HASO pour mesurer ces fonctions d'influence. Ces mesures sont celles présentées dans la section III.1.5.3.
- Je compare les deux mesures d'une fonction d'influence obtenues avec la SCC et le HASO. La figure III.2.2 du milieu représente une phase mesurée par la SCC et celle de droite est une phase reconstruire à partir des mesures du HASO.

Les deux mesures de la phase sont en accord et correspondent bien à une déformation à l'aplomb de l'actionneur mis en mouvement.

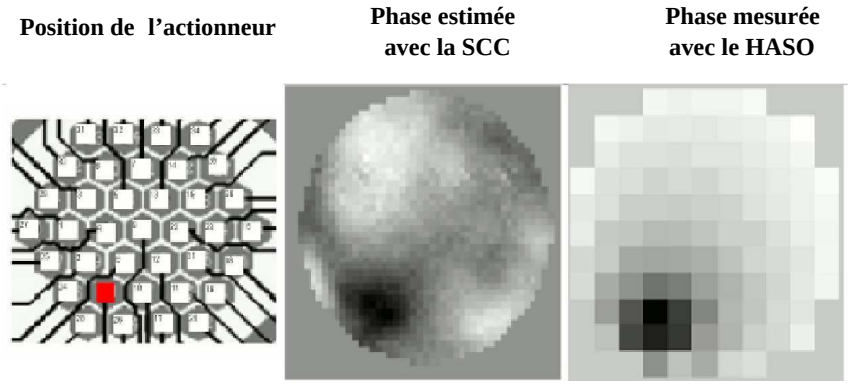

FIGURE III.2.2 – *Gauche : Position de l'actionneur mis en mouvement. Milieu : Estimation de la phase avec la SCC. Droite : Mesure de la phase avec le HASO.*

Nous avons ainsi réalisé une première estimation de la phase avec la SCC. Cette mesure est qualitative, mais nous permet de conclure sur le fait que nous pouvons expérimentalement estimer une erreur de phase en utilisant la SCC. C'est en réalisant ces premières expériences que nous avons été amenés à développer l'estimateur de la phase donné dans la section II.1.5. Par la suite, nous utilisons le miroir électrostatique Boston comportant 32x32 actionneurs pour corriger le front d'onde.

III.2.3 Conditions expérimentales sur le banc THD

Dans cette section, je donne les conditions expérimentales du banc THD sur lequel est implanté le miroir déformable Boston. Je rassemble, dans le tableau III.2.1, les paramètres importants du banc THD dans cette configuration.

Diamètre de la pupille	$D_P = 7{,}65$ mm
Diamètre du diaphragme de Lyot	$D_L = 7{,}2$ mm ($D_L = 94\% D_P$)
Diamètre de la référence	$D_R = 0{,}55$ mm ($\gamma = D_L/D_R = 13$)
Taille de l'image	400x400 pixels
Nombre d'actionneurs utiles du miroir déformable Boston	$\simeq$688
Résolution (λ/D_P)	$\lambda/D_P = 6{,}15$ pixels

TABLE III.2.1 – *Paramètres caractéristiques du banc THD pour les premières mesures de phase.*

Afin d'avoir une idée de l'erreur de phase initiale dans le laboratoire, je compare le profil radial de la moyenne azimutale d'une image SCC expérimentale obtenue avant correction du front d'onde avec le profil radial de la moyenne azimutale d'images SCC obtenues par simulations numériques en introduisant un défaut de phase $\phi = [10, 20, 40]$ nm rms (courbes bleue, rouge et noire en trait continu respectivement de la figure III.2.3). Expérimentalement, j'applique les tensions de mise à plat du miroir déformable Boston et enregistre l'image SCC correspondante. Je trace le profil radial de la moyenne azimutale de cette image expérimentale (courbe verte en tirets pointilés de la figure III.2.3). Les courbes obtenues par simulations numériques sont normalisées par rapport au maximum de la PSF déterminée dans la simulation. La courbe obtenue à partir de l'image SCC expérimentale est normalisée par le maximum de la PSF expérimentale obtenue sur le banc THD. Le profil radial de l'image SCC expérimentale est compris entre les deux

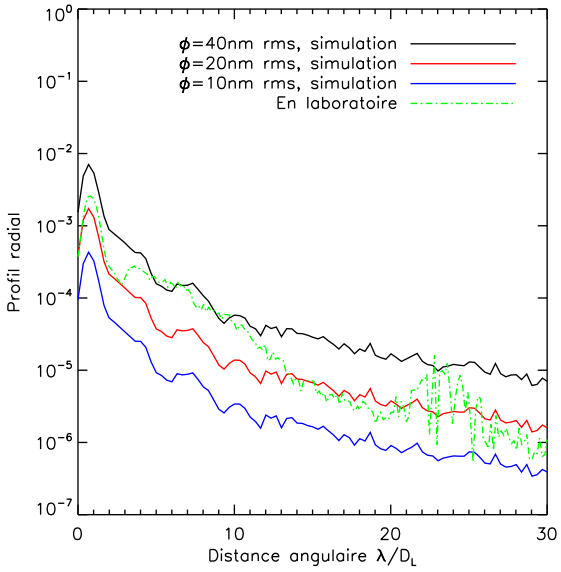

FIGURE III.2.3 – *Évaluation de l'erreur de phase initiale sur le banc THD. Les courbes bleue, rouge et noire en trait continu représentent le profil radial de la moyenne azimutale des images SCC obtenues pour $\phi = [10, 20, 40]$ nm rms par simulations numériques. La courbe verte en tirets pointillés représente le profil radial de la moyenne azimutale d'une image SCC expérimentalement avant correction du front d'onde.*

correspondant à une phase de 20 nm et une phase de 40 nm en simulations numériques entre 0 et $10\lambda/D$. On peut donc estimer que l'erreur de phase initiale sur le banc THD est de l'ordre de 20 nm rms quand le miroir est mis à plat. Les écarts entre les courbes obtenues par simulations numériques et sur le banc THD sont en particulier liés au spectre spatial des erreurs de phase (f^{-2} en numérique, inconnu sur le banc).

III.2.4 Création de la matrice d'interaction du miroir déformable Boston

Afin de corriger le front d'onde estimé par la SCC à l'aide du miroir déformable Boston, je construis tout d'abord la matrice d'interaction. J'inverse ensuite cette matrice pour aboutir à la matrice de commande du miroir déformable.

III.2.4.1 Mesure des fonctions d'influence du miroir déformable Boston

Dans cette partie, je ne me sers pas de l'analyseur HASO, mais de la SCC uniquement pour mesurer la déformation du miroir déformable. Je procède d'abord à la mise en route du banc THD (paragraphe III.2.1). Je génère ensuite les fonctions d'influence. Celles-ci sont obtenues en réalisant les étapes énumérées ci-dessous.

- J'applique les tensions de mise à plat du miroir déformable sur les actionneurs.
- J'applique successivement sur chacun des actionneurs -10% et $+10\%$ de la tension de mise à plat, les autres actionneurs étant maintenus à la position de mise à plat.
- Les deux phases induites par ces deux tensions appliquées sur chacun des actionneurs sont mesurées à partir des images SCC en plan focal en appliquant le formalisme présenté dans la section II.1.5. La deuxième phase estimée est soustraite à la première. On réalise ainsi une mesure différentielle de la phase. Je rappelle que pour estimer la phase avec la SCC, j'ai énoncé plusieurs hypothèses dans les paragraphes II.1.2, II.1.3, II.1.4 et II.1.5. La première hypothèse est que je considère de faibles erreurs d'amplitude α et de phase ϕ. Le déplacement des actionneurs est suffisamment faible et permet d'avoir des aberrations de phase suffisamment petites pour pouvoir être estimées par la SCC.
- Pour chaque actionneur, on moyenne une dizaine de ces mesures différentielles. On obtient ainsi les 1020 fonctions d'influence expérimentales du miroir déformable Boston notées $f_{i,exp}$ (i étant l'indice de l'actionneur mis en mouvement). Dans la pratique, on ne mesure pas les fonctions d'influence qui se trouvent en dehors de la pupille.

L'image III.2.4 est une fonction d'influence du miroir déformable Boston mesurée par la SCC. La croix noire est l'effet du masque coronographique quatre quadrants. On retrouve ce

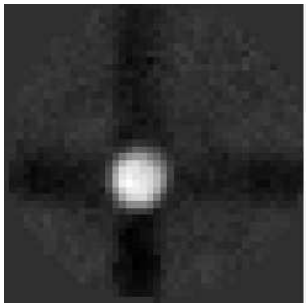

FIGURE III.2.4 – *Fonction d'influence $f_{i,exp}$ d'un actionneur du miroir déformable électrostatique Boston mesurée avec la SCC.*

phénomène en simulations numériques (figure II.1.8, image 4).

III.2.4.2 Création de la matrice d'interaction expérimentale brute

Je fabrique une première matrice d'interaction expérimentale du miroir déformable Boston à partir des fonctions d'influence $f_{i,exp}$ mesurées par la SCC. Je mets sous forme de vecteur de mesures ces 1020 fonctions d'influence. L'ensemble de ces vecteurs forme la matrice d'interaction expérimentale notée $M_{int,exp}$ et représentée par la figure III.2.5.

L'effet de la croix due au coronographe à quatre quadrants introduit des artéfacts dans la matrice d'interaction. De plus, la différence de marche introduite sur la référence (section III.1.7.1) n'est pas soustraite lors de la mesure de $\mathcal{F}^{-1}(I_-)$. La correction du front d'onde n'est donc pas optimale en utilisant cette matrice expérimentale brute $M_{int,exp}$. Nous avons alors choisi de réaliser une matrice d'interation synthétique. Lors de la fabrication de cette matrice, j'élimine

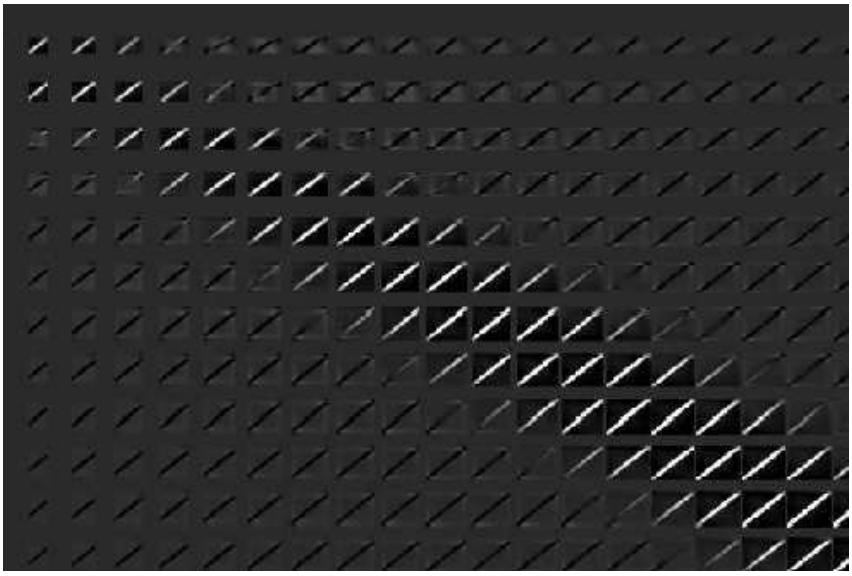

FIGURE III.2.5 – *Première matrice d'interaction expérimentale $M_{int,exp}$ du miroir déformable Boston. Qu'une partie de la matrice d'interaction expérimentale n'est visualisée.*

l'effet du coronographe sur l'ensemble des fonctions et j'estime la différence de marche afin de la soustraire lors de la mesure de $\mathcal{F}^{-1}(I_-)$.

III.2.4.3 Création de la matrice d'interaction synthétique

Je construis la matrice d'interaction synthétique à partir des fonctions d'influence expérimentales $f_{i,exp}$, en procédant comme dans la section II.2.4. Une partie de cette matrice est représentée par la figure III.2.6. En effectuant une inverse généralisée de cette matrice d'interaction synthé-

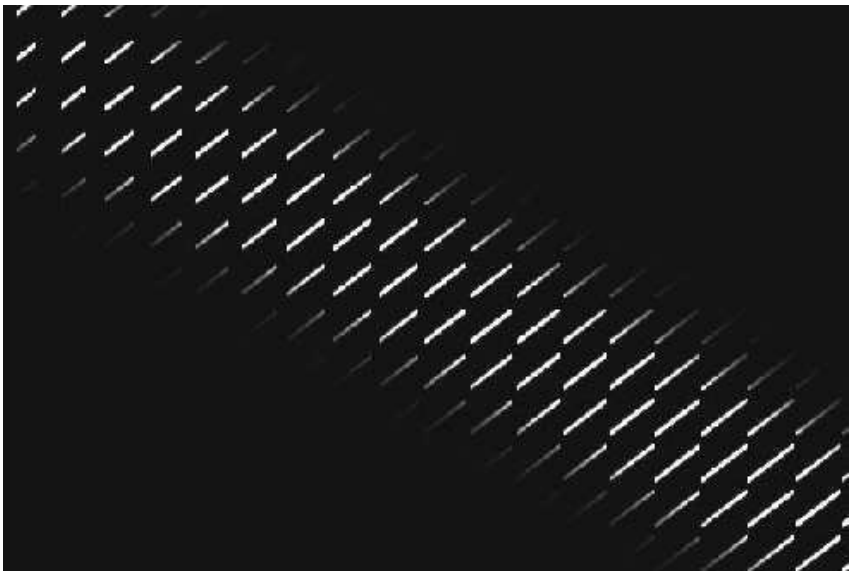

FIGURE III.2.6 – *Matrice d'interaction synthétique $M_{int,synt}$ du miroir déformable Boston. Qu'une partie de la matrice d'interaction synthétique n'est visualisée.*

tique, j'obtiens la matrice de commande M_{com} du miroir déformable. Lors de l'inversion, un certain nombre de modes sont éliminés : ils correspondent aux valeurs singulières beaucoup trop faibles qui conduiraient à une propagation du bruit rhédibitoire. Les inverses de ces valeurs singulières sont mises à zéro dans le calcul de la matrice de commande. Une fois la matrice de commande déterminée, je peux procéder à la correction du front d'onde.

Je présente dans la fin de ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus en laboratoire sur l'estimation et la correction des erreurs de phase d'une part, des erreurs de phase et d'amplitude d'autre part.

Pour corriger le front d'onde j'utilise le miroir déformable et le miroir tip-tilt en boucle fermée. Je rappelle que j'utilise LabVIEW pour enregistrer les images et piloter le miroir déformable et le miroir tip-tilt. Le traitement des images se fait ensuite sous IDL.

Je réalise différents tests pour montrer l'efficacité de la SCC utilisée comme analyseur de surface d'onde. Je montre les niveaux de correction que l'on peut atteindre en utilisant le miroir déformable pour corriger le front d'onde estimé. Je n'utilise pas le HASO lors de ces tests.

III.2.5 Mesure et correction expérimentales de la phase

Pour cette expérience, j'applique sur le miroir la mise à plat calculée avec le HASO. J'utilise la SCC pour estimer la phase sur le banc THD. J'utilise le miroir déformable et le miroir tip-tilt pour corriger cette phase en boucle fermée. Les conditions expérimentales lors de ce test sont :

- Gain de la boucle d'asservisssement du miroir déformable : 0,5.
- Gain de la boucle d'asservissement du miroir tip-tilt : 0,005.
- Nombre de mesures de l'image SCC à l'itération de correction i : 10.
- Enregistrement, à chaque itération de correction, des vecteurs de commande et de l'image SCC moyennée dont le Dark a été soustrait.

Je représente sur la figure III.2.7, à gauche, l'image non coronographiée en plan focal (tache d'Airy), au centre, l'image SCC en plan focal avant correction, à droite, l'image SCC en plan focal après correction de la phase. Ces images sont visualisées en utilisant une échelle logarithmique. Sur l'image de droite, on repère la zone de correction du miroir déformable. On observe

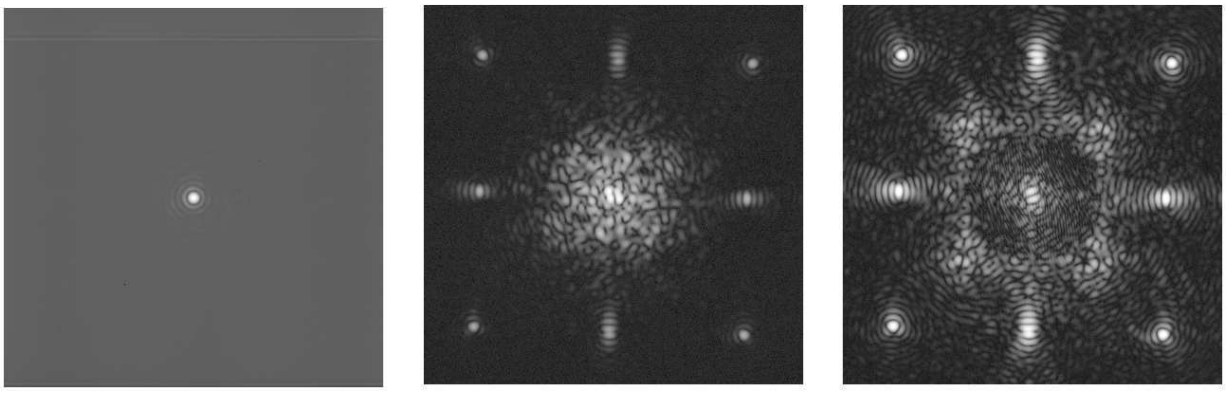

FIGURE III.2.7 – *Gauche : Tache d'Airy. Milieu : Image SCC sans correction. Droite : Image SCC après correction de la phase. Échelle logarithmique.*

8 pics lumineux sur les bords de l'image. Ils correspondent aux hautes fréquences des structures observées sur la surface de la membrane du miroir déformable (figure III.1.12).

Je représente, dans la figure III.2.8 le profil radial de la moyenne azimutale en intensité normalisée de la PSF (courbe noire), de l'image SCC avant correction de la phase (courbe rouge), de l'image SCC après correction des effets de la phase sur toute la zone de correction du miroir déformable (courbe verte) et de la pSF de la référence (courbe bleue en tirets).

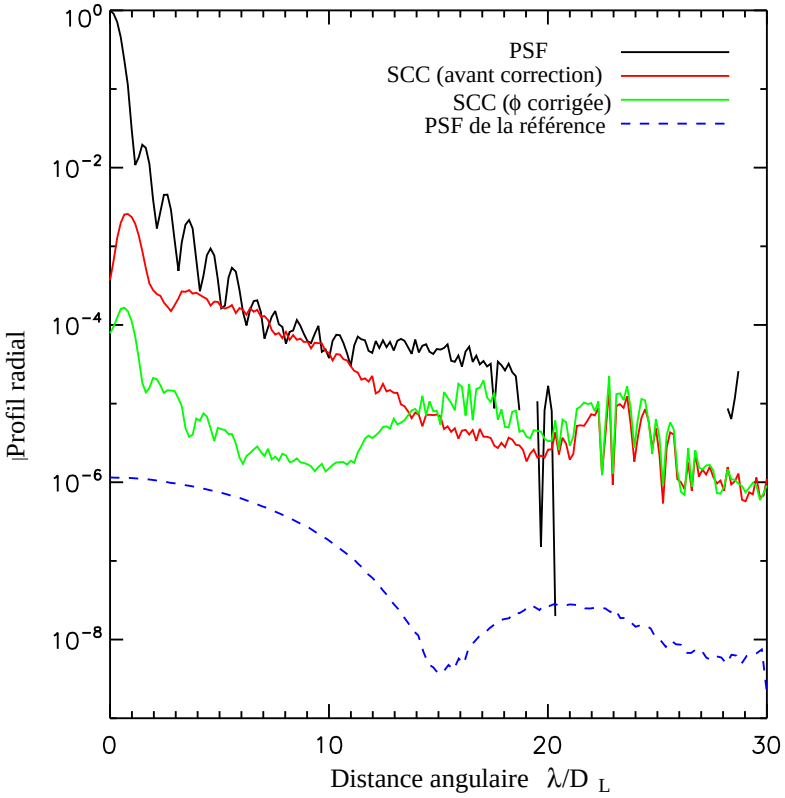

FIGURE III.2.8 – *Profil radial de la moyenne azimutale de la PSF (courbe noire), de l'image SCC sans correction (courbe rouge), de l'image SCC après correction des effets de la phase sur toute la zone de correction du miroir déformable (courbe verte), de la PSF de la référence (courbe bleue en tirets) en fonction de la distance angulaire λ/D_L.*

La correction est faite en utilisant 26x26 actionneurs. La zone de correction est donc un carré de taille $26\lambda/D_L$x$26\lambda/D_L$ (image de droite de la figure III.2.7). Après quelques itérations de correction, le niveau du profil radial de la moyenne azimutale de l'image SCC est compris entre 10^{-5} et 10^{-6} dans une zone entre 0 et $13\lambda/D_L$. L'atténuation (équation I.2.11) est de 10^4 après une centaine d'itérations. Afin d'avoir suffisamment de flux dans le plan du détecteur pour ne pas être génés par le bruit, nous avons augmenté une fois le flux émis de la source au cours de cette correction.

Dans la section II.3.2.2, j'ai montré des résultats de simulations numériques dans lesquelles je modélise la SCC associée à un miroir déformable comportant 26x26 actionneurs et un coronographe à quatre quadrants parfait. Je rappelle que j'ai créé la matrice d'interaction numérique de la même façon que la matrice d'interaction synthétique du banc THD en simulant le miroir déformable. Je considère le cas de simulation où il n'y a pas d'erreur d'amplitude et où l'erreur initiale de phase ϕ est de 20 nm rms. Je considère le cas où le diaphragme de Lyot a un diamètre proche du diamètre de la pupille ($D_L = 94\%D_P$) et où $\gamma_p = 14$ (figure II.3.4 en haut à droite).

En simulations numériques, j'obtiens un contraste de l'ordre de 2.10^7 entre 4 et 11 λ/D_L. Lors de l'expérience, quand je ne corrige que les effets de la phase sur la totalité de la zone de correction, j'obtiens un contraste de l'ordre de 5.10^5 (courbe verte, figure III.2.8). En simulations numériques, j'ai considéré un coronographe parfait, pas de défauts d'amplitude et pas de bruit de lecture, c'est à dire des conditions idéales, ce qui peut expliquer l'écart entre les résultats de simulation et en laboratoire.

III.2.6 Impact de la référence

Lors des expériences j'ai vérifié que la référence était optimisée pour la correction du front d'onde. Le niveau du profil radial de la moyenne azimutale de l'image SCC après correction de la phase (figure III.2.8, courbe verte) est supérieur à celui de la PSF de la référence (figure III.2.8, courbe bleue en tirets). La correction n'est donc pas limitée par la référence. On voit le premier zéro de la PSF de la référence qui se situe à $1{,}22\gamma\ \lambda/D_L$, soit à $15{,}8\lambda/D_L$.

Sur l'image de droite de la figure III.2.7, on remarque que les effets de la phase sont mal corrigés dans les quatre coins de la zone de correction. Ceci s'explique par le fait que les zéros de la référence se situent sur un cercle passant par ces quatre coins. Ainsi, les speckles ne sont pas frangés partout où la PSF de la référence s'annule, le front d'onde n'est alors pas estimé sur ce cercle (section II.1.5) et donc dans les quatre coins de la zone de correction. Le profil radial de la moyenne azimutale de l'image SCC après correction de la phase (figure III.2.8, courbe verte), entre $15\lambda/D_L$ et $18\lambda/D_L$, est au-dessus du profil radial de l'image SCC avant correction. On voit ainsi que les quatre coins de la zone de correction ne sont non seulement pas corrigés mais que des erreurs supplémentaires sont ajoutées à ces endroits lorsqu'on corrige la phase.

III.2.7 Mesure et correction expérimentales de la phase et de l'amplitude

Dans ce paragraphe, je présente les résultats obtenus sur le banc THD en corrigeant simultanément les effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié de la zone de correction du miroir déformable. Pour cela, il a fallu rendre la phase du miroir déformable hermitienne (section II.1.6.2). Les conditions expérimentales pour ce test sont les mêmes que celles du test réalisé pour corriger la phase uniquement (section III.2.5). Nous réalisons alternativement la correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié gauche de la zone de correction, puis sur la moitié droite. Les images SCC obtenues en plan focal sont représentées sur la figure III.2.9. Ces images sont visualisées en appliquant une échelle logarithmique. L'image de gauche est une image SCC obtenue après correction des effets de la phase sur toute la zone de correction. Les images du centre et à droite, sont les images SCC obtenues après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié gauche et droite respectivement de la zone de correction. Comme dans le cas où on ne corrige que la phase, on observe une structure des speckles résiduels due aux hautes fréquences non corrigées. Ce sont les défauts hautes fréquences de la membrane.

Sur la figure III.2.10, je représente le profil radial de la moyenne azimutale de la PSF (courbe noire), de l'image SCC avant correction du front d'onde (courbe rouge), de l'image SCC après correction de la phase (courbe verte), de l'image SCC après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié gauche de la zone de correction (courbe bleue), sur la moitié droite de la zone de correction (courbe rose), de l'image coronographique (la voie de référence est obstruée) après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié droite de la zone de correction (courbe violette).

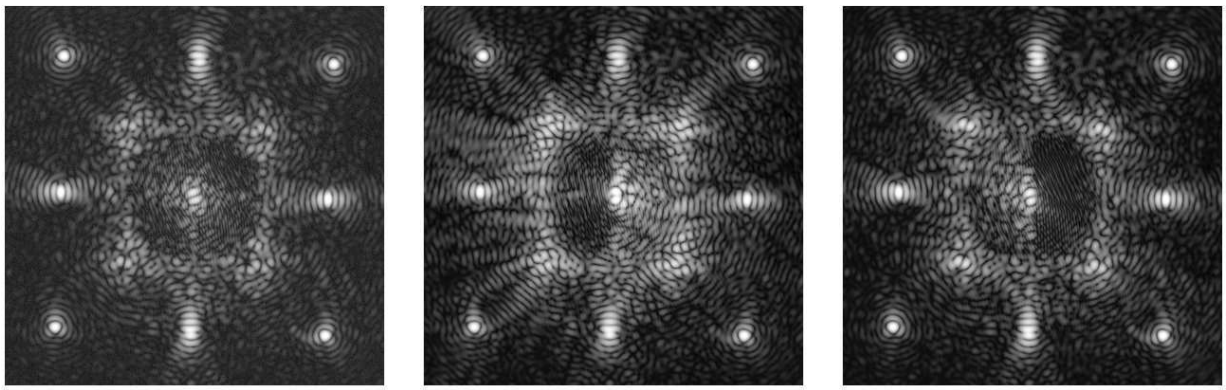

FIGURE III.2.9 – *Gauche : Image SCC après correction des effets de la phase sur la totalité de la zone de correction. Milieu : Image SCC après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié gauche de la zone de correction. Droite : Image SCC après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié droite de la zone de correction. Échelle logarithmique.*

On remarque que la correction en amplitude est meilleure sur la partie droite de la zone de correction. En corrigeant les effets de la phase et de l'amplitude sur une moitié de la zone de correction, on parvient à diminuer encore l'intensité de l'image par rapport au cas où l'on ne corrige que les effets de la phase sur toute la zone de correction (courbe verte). Entre 5 et $10\lambda/D$ on obtient un contraste meilleur que 10^6. En simulations numériques, dans le cas où les défauts de phase sont de 20 nm rms et d'amplitude sont de l'ordre de 9,4% en amplitude par exemple, on obtient un contraste compris entre 10^6 et 10^7 (figure II.3.7, courbe jaune en tirets).

Comme dans le cas où on ne corrige que la phase (section III.2.5), on voit que les défauts sont amplifiés dans les quatre coins de la zone de correction (image de droite de la figure III.2.9). De même, on voit que les profils radiaux de la moyenne azimutale des images SCC après correction de la phase uniquement et correction de la phase et de l'amplitude ont un niveau supérieur à celui de l'image SCC avant correction (figure III.2.10, courbes verte, bleue, rose et violette). C'est de nouveau l'effet de la référence. Dans cette expérience, j'ai vérifé quel était le niveau du flux de la référence. En coupant la voie de référence, on constate que le niveau du profil radial de l'image coronographique après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié droite de la zone de correction (figure III.2.10, courbe violette) est légèrement en dessous de celui de l'image SCC après la même correction (figure III.2.10, courbe rose). Ainsi, entre 3 et $11\lambda/D_L$ le contraste obtenu est meilleur que 10^6.

III.2.8 Mouvement d'un seul actionneur

Cette expérience consiste à estimer et corriger un déphasage connu en amont du coronographe. Ce déphasage est introduit en appliquant une tension additionnelle sur un actionneur situé dans la pupille. Je compare les vitesses de correction en fonction du gain de la boucle d'asservissement défini lors de la correction de la phase par le miroir déformable.

Les conditions expérimentales lors de ce test sont les suivantes :

- Gain de la boucle d'asservissement du miroir déformable : 0,2 puis 0,8.
- Gain de la boucle d'asservissement du miroir tip-tilt : 0,005.
- Nombre de mesures de l'image SCC à l'itération i : 10.

Initialement, le miroir déformable est mis à plat. La boucle de correction est alors mise en route.

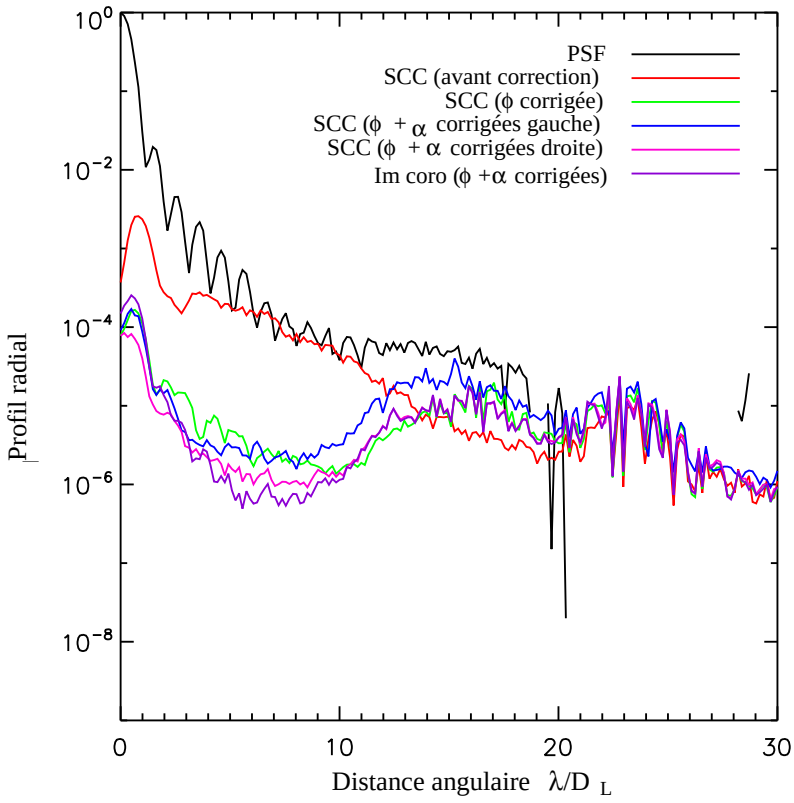

FIGURE III.2.10 – *Profil radil de la moyenne azimutale de la tache d'Airy (courbe noire), de l'image SCC sans correction (courbe rouge), de l'image SCC après correction des effets de la phase sur toute la zone de correction (courbe verte), de l'image SCC après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié gauche de la zone de correction (courbe bleue) et sur la moitié droite(courbe rose), de l'image coronographique après correction des effets de la phase et de l'amplitude sur la moitié droite de la zone de correction (courbe violette) en fonction de la distance angulaire* λ/D_L.

À la 30ème itération, une tension additionnelle est manuellement appliquée sur un actionneur. Afin de rester dans le domaine linéaire de la SCC, cette tension ajoutée est petite par rapport à la position initiale des actionneurs, elle représente 1% de la tension maximale. Cela correspond environ à 20 nm de déformation locale quand on se situe autour de 70% de la tension maximale. Je représente sur la figure III.2.11 la valeur de la commande appliquée à l'actionneur en fonction du nombre d'itérations pour deux valeurs de gain de la boucle d'asservissement (gain égal à 0,2 puis 0,8). Pour les deux valeurs de gain, la valeur de la tension appliquée à l'actionneur décroit après l'ajout de la tension mais ne revient pas à la valeur initiale. Cependant, la meilleure correction est atteinte plus rapidement pour un gain de 0,8 que pour un gain de 0,2. Après l'ajout de la tension de 1% de la tension maximale à l'actionneur considéré, on parvient, après une trentaine d'itérations pour un gain de 0,8 à une asymptote (dans le cas où le gain vaut 0,2 il faut une cinquantaine d'itérations). À cette itération, l'écart de la tension appliquée n'est plus que 0,1% de la tension maximale.

Je considère le cas où le gain est de 0,8. Je mets sous forme d'une matrice carrée de dimension 32x32 les vecteurs de commande appliqués au miroir déformable à chaque itération de correction.

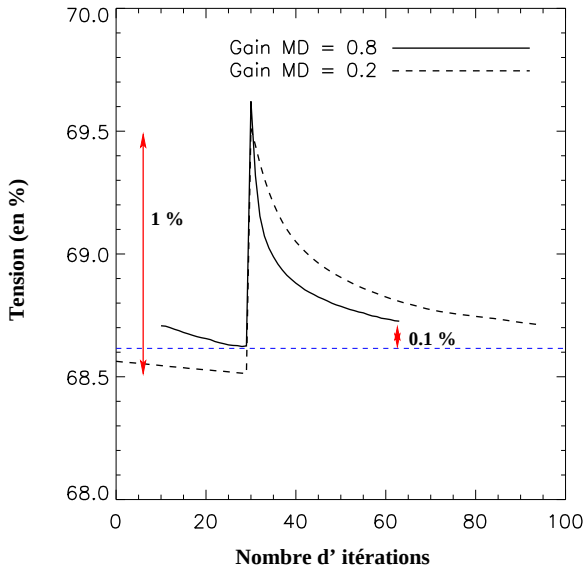

FIGURE III.2.11 – *Correction de la phase lorsqu'une tension est appliquée sur un actionneur. Le gain de la boucle d'asservissement du miroir déformable vaut 0,2 dans un premier test (courbe en tirets), puis 0,8 (courbe en trait continu).*

La tension additionnelle appliquée sur l'actionneur étant petite par rapport aux tensions de mise à plat du miroir déformable, le déphasage est visible en soustrayant deux vecteurs de commande.

Je représente dans la figure III.2.12 du haut, quatre images représentant la différence de deux vecteurs tension. L'image 1 est la soustraction du vecteur tension à l'itération 29 (juste avant d'appliquer la tension sur l'actionneur) au vecteur tension à l'itération 28. L'image 2 est la soustraction du vecteur à l'itération 29 au vecteur à l'itération 30 (itération à laquelle on ajoute une tension à l'actionneur). L'image 3 est la soustraction du vecteur à l'itération 29 au vecteur à l'itération 31 (première correction après l'application de la tension sur l'actionneur). L'image 4 est la soustraction du vecteur à l'itération 29 au vecteur à l'itération 50.

Je représente de manière similaire, dans la figure III.2.12 du bas, les différences des images SCC correpondantes (images 5, 6, 7 et 8).

Avant d'appliquer la tension sur l'actionneur, la correction des speckles est similaire d'une itération à une autre, seules quelques hautes fréquences sont visibles sur les bords (image 1). La différence des images SCC correspondante (image 5) est principalement du bruit. Lorsqu'on applique une tension additionnelle sur un actionneur, la localisation de celui-ci est bien visible (image 2). La distribution des speckles est modifiée lors de l'ajout de cette tension (image 6). L'image 3 montre la correction partielle de la phase. On voit apparaitre l'effet de la croix du au coronographe, les speckles résiduels sont partiellement corrigés (image 7). Après une vingtaine d'itérations, on aperçoit légèrement l'effet de l'actionneur et un damier se dessine. Il correspond à un effet de gaufre. L'effet gaufre est localisée dans les quatre coins de la zone de correction du miroir déformable (image 8). Ce mode gaufre est du aux zéros de la référence (section III.2.6) et explique que l'actionneur ne revienne pas exactement à sa position initiale après correction.

La figure III.2.13 de gauche est l'image SCC obtenue après 20 itérations de correction de la phase après avoir appliqué la tension additionnelle sur un actionneur. On voit bien ce mode gaufre dans les quatre coins de la zone de correction. La figure de droite est la PSF expérimentale

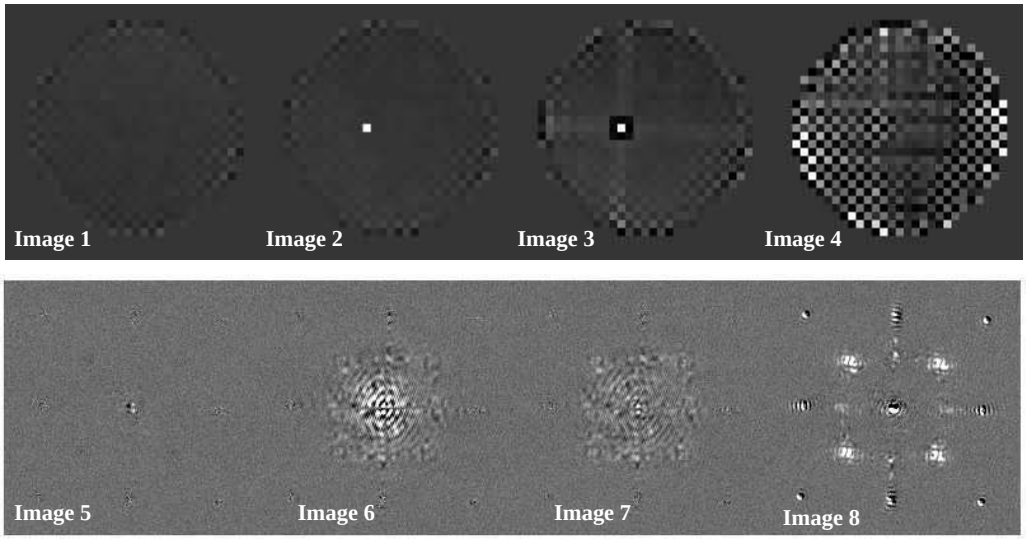

FIGURE III.2.12 – *Gain=0,8. Haut : Différence de vecteurs de tension sous forme d'images carrées de dimension* 32^2*. Image 1 : Vecteur tension à l'itération 28 - vecteur tension à l'itération 29. Image 2 : Vecteur tension à l'itération 30 - vecteur tension à l'itération 29. Image 3 : Vecteur tension à l'itération 31 - vecteur tension à l'itération 29. Image 4 : Vecteur tension à l'itération 50 - vecteur tension à l'itération 29. Bas : Différence d'images SCC. Image 5 : Image SCC à l'itération 28 - image SCC à l'itération 29. Image 6 : Image SCC à l'itération 30 - image SCC à l'itération 29. Image 7 : Image SCC à l'itération 31 - image SCC à l'itération 29. Image 8 : Image SCC à l'itération 50 - image SCC à l'itération 29.*

de la référence. On voit apparaître les premiers zéros de la fonction d'Airy.

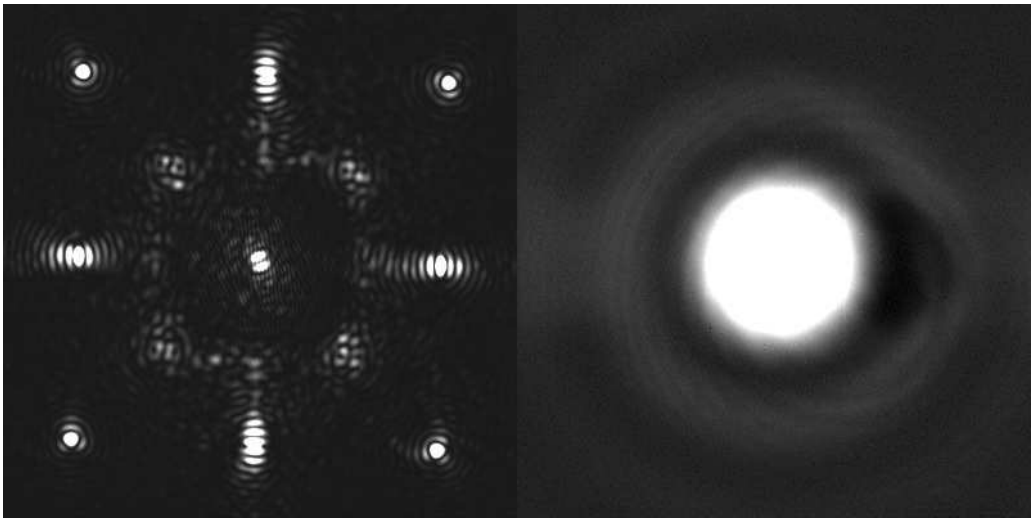

FIGURE III.2.13 – *Gauche : Image SCC après correction de la phase à l'itération 50. Droite : PSF expérimentale de la référence.*

III.2.9 Conclusion et perspectives

Actuellement, des solutions sont développées pour améliorer la correction du front d'onde sur le banc THD. Une limitation de la correction vient de la détermination de la matrice d'interaction. Une autre limitation vient de la non stabilité du banc. Des solutions ont été trouvées et appliquées afin de réduire les dérives observées sur le banc. La stabilisation faite actuellement est suffisante pour nous permettre de valider expérimentalement le principe de la SCC comme analyseur de surface d'onde et de montrer qu'il est possible de corriger un front d'onde à partir de l'estimation faite par la SCC. Afin d'améliorer les résultats expérimentaux, une meilleure stabilisation reste cependant à faire.

Le bruit de lecture de la caméra utilisée lors de ces tests peut limiter la performance de l'instrument. Je m'en suis affranchie en moyennant des images au prix de la durée de la prise de la mesure. L'intégration d'un détecteur faible bruit est en cours.

Pendant ma thèse nous avons démontré qu'il était possible d'estimer et de corrgier des erreurs de phase et d'amplitude en utilisant la SCC comme senseur de front d'onde sur le banc THD. Nous avons alors atteint des contrastes de l'ordre de 10^6 entre 5 et 11 λ/D_L en laboratoire. En simulations numériques, nous parvenons à un contraste proche de 2.10^7 entre 4 et $11\lambda/D_L$. Sur le banc THD, nous sommes limités par les défauts inhérants au banc.

Pendant ma thèse, nous avons étudié une version monochromatique du banc THD (laser dans le visible, $\lambda = 635$ nm). Un autre développement du banc THD est d'utiliser une source blanche pour tester la SCC en lumière polychromatique. Le coronographe actuel est optimisé pour une certaine longueur d'onde. Afin d'optimiser les performances du coronographe utilisé pour atténuer la lumière large bande, une solution est d'intégrer sur le banc un coronographe à quatre quadrants à étages multiples [Baudoz et al., 2010, a; Galicher et al., 2011].

Une étape importante est de tester la SCC en laboratoire en tant qu'estimateur d'un compagnon. Des tests sont actuellement en cours.

Quatrième partie

La boucle tip-tilt secondaire

La performance des coronographes est très vite dégradée par une erreur de positionnement du faisceau sur le masque focal [Lloyd & Sivaramakrishnan, 2005; Sivaramakrishnan et al., 2005; Shaklan & Green, 2005]. En particulier, un coronographe de phase à quatre quadrants est extrêmement sensible à la position du faisceau par rapport au centre du masque focal. Une erreur de positionnement d'une fraction de λ/D sur le masque réduit significativement la performance d'un tel coronographe. En situation réelle (laboratoire ou télescope), des variations thermiques ou mécaniques par exemple peuvent provoquer l'apparition d'une erreur de tip-tilt en amont et en aval du coronographe.

En utilisant le banc THD sans interruption pendant plusieurs heures, nous nous sommes retrouvés face à ce problème. Nous avons constaté une variation de température assez rapide dans le laboratoire, entrainant une déviation importante du faisceau sur le masque coronographique et un mouvement lent du détecteur par rapport au masque. La mesure de phase avec la SCC demande une bonne stabilité du banc et du faisceau sur le masque coronographique pour deux raisons. Premièrement, si le faisceau n'est pas stable sur le masque coronographique, l'atténuation du faisceau est dégradée et le contraste est moins bon en plan focal. Deuxièmement, nous cherchons à extraire l'information sur le front d'onde en utilisant la SCC. Une dérive du détecteur par rapport au centre du masque de phase entraine une mauvaise estimation du front d'onde, ce qui est problématique pour notre étude.

Afin de palier à ce problème, j'ai mis en place, sur le banc THD, une boucle d'asservissement en utilisant le miroir tip-tilt pour stabiliser le faisceau par rapport au masque de phase en plan focal et recentrer l'image en plan focal. Nous avons trouvé une méthode permettant d'estimer l'erreur de tip-tilt en amont du coronographe en étudiant directement la variation d'intensité de l'image coronographique dans le plan du détecteur et en aval du coronographe en étudiant le décalage de l'image en plan focal correspondant à un mouvement lent du détecteur. Ces deux estimations se font directement à partir de l'image en plan focal et ne nécessitent pas l'utilisation d'une seconde voie d'analyse. Une autre solution a été de déporter les outils de contrôle en dehors de la salle de manipulation afin de réduire les sources de chaleur et les variations de température et de pouvoir agir à distance sur le banc (la présence de deux personnes dans la salle blanche faisant rapidement augmenter la température).

Dans cette section, je mets en évidence les problèmes expérimentaux provoqués par des dérives de certains éléments sur le banc. Je montre les résultats de simulations afin de mettre en avant l'impact de ces dérives sur les performances du coronographe et de la SCC. Dans un papier publié dans la revue *Astronomy and Astrophysics*, je présente la méthode pour estimer et corriger les erreurs de tip-tilt avant et après le coronographe. Je montre aussi l'application mise en place sur le banc expérimental pour stabiliser le faisceau sur le masque coronographique.

Chapitre IV.1

Impact des erreurs de tip-tilt

IV.1.1 Mise en évidence des dérives du banc THD

En utilisant le banc THD pendant plusieurs heures d'affilées, nous avons observé des dérives non négligeables sur celui-ci. Nous avons enregistré la température en fonction du temps pendant lequel nous travaillions dans la salle blanche, c'est à dire entre le moment où nous allumions tous les appareils électroniques et le moment où nous terminions les tests avec la SCC (la durée d'un test expérimental était de l'ordre de six heures). Pendant cette durée, des variations de température de l'ordre de deux degrés celcius ont été observées. Ces variations thermiques entrainaient des dérives mécaniques sur le banc et du fait des longs trajets de propagation entre les miroirs (de l'ordre du mètre), elle devenaient nuisibles pour atteindre de hauts contrastes et réaliser des mesures expérimentales de front d'onde avec la SCC. Nous avons alors réalisé plusieurs tests afin d'identifier les éléments qui dérivaient mécaniquement sur le banc.

Le premier test expérimental consiste à propager un faisceau lumineux sans le faire passer ni par le coronographe ni par la SCC et d'enregistrer régulièrement les images dans le plan du détecteur. Le protocole expérimental de ce test est le suivant :

- Je décale suffisamment le masque coronographique selon les directions X et Y afin que le faisceau passe entièrement dans un des quatre quadrants.
- J'obstrue la voie de référence pour ne pas voir de franges de Fizeau dans le plan du détecteur.
- Une image est automatiquement enregistrée toutes les cinq minutes (ce temps peut être modifié).
- J'effectue un test sur une durée de six heures environ. La température augmente alors d'environ 2 degrés.

Dans ce premier test, je laisse la température à l'intérieur de la salle varier naturellement. À la fin du test, j'obtiens une série d'images dont une est représentée par la figure IV.1.1 de gauche. Je mesure ensuite le mouvement du centre de gravité de la tache brillante sur toutes les images selon les directions X et Y (figure IV.1.1 de droite, courbes noire en trait plein et rouge en tirets respectivement).

Ce premier test a permis de mettre en évidence que des éléments du banc dérivent lentement pendant une journée. J'ai réalisé plusieurs fois ce test, le mouvement du centre de gravité de la tache lumineuse est similaire à chaque test. Ce mouvement pouvant aller de -5 à 5 λ/D montre que le banc n'est pas stable. Je montre dans la suite quels sont les impacts de telles dérives sur les performances du coronographe et sur la mesure du front d'onde par la SCC.

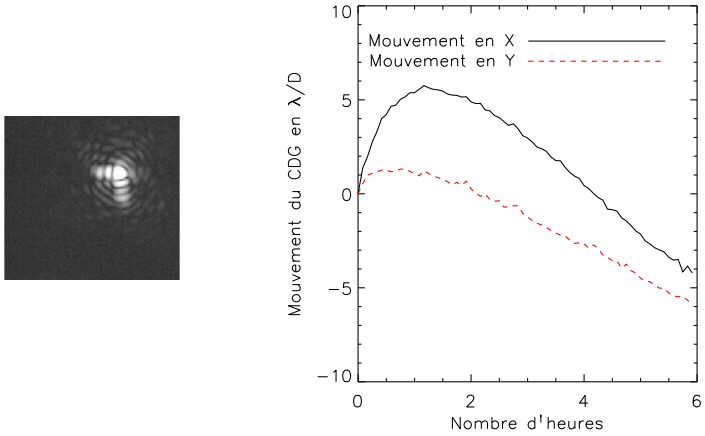

FIGURE IV.1.1 – *Gauche : Image non coronographiée du faisceau, sans SCC. Droite : Mouvement du centre de gravité de l'image en plan focal selon les directions X (courbe noire en trait plein) et Y (courbe rouge en tirets) en fonction du temps.*

IV.1.2 Erreur de tip-tilt en amont du coronographe

IV.1.2.1 Modèle numérique de l'instrument

Pour étudier les conséquences des dérives observées sur le banc THD sur les performances du coronographe quatre quadrants, j'ai réalisé une étude par simulations numériques. Je considère un système composé d'un coronographe parfait quatre quadrants M, d'un diaphragme de Lyot classique L et d'un détecteur (figure IV.1.2). La phase initiale dans la pupille d'entrée P en amont du coronographe est notée ϕ. Je considère qu'il n'y a pas d'erreur d'amplitude. Je note T_x et T_y les erreurs de tip-tilt en X et Y ajoutées en amont du coronographe.

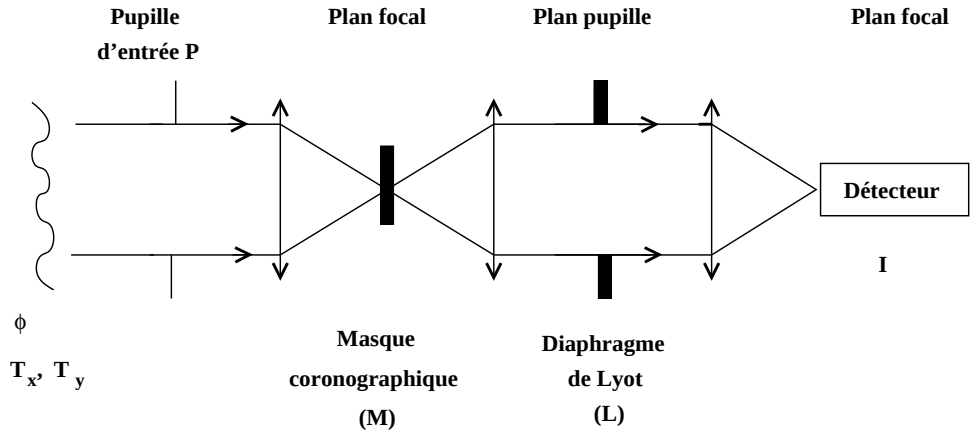

FIGURE IV.1.2 – *Schéma de principe de l'instrument coronographique numérique étudié. Le faisceau est centré sur le masque coronographique M.*

Je rappelle le formalisme pour créer l'image coronographique en plan focal en utilisant l'optique de Fourier. Le champ électrique ψ' en amont du coronographe M dans la pupille P s'écrit :

$$\psi'(\xi,\nu) = \psi_0\, P \exp\left[i\pi\left(\frac{2\phi(\xi,\nu)}{\lambda} + \xi.T_x + \nu.T_y\right)\right] \tag{IV.1.1}$$

(ξ,ν) sont les coordonnées spatiales dans le plan pupille d'entrée. Dans cette équation, contrairement aux chapitres précédants, la phase ϕ représente une différence de marche et est exprimée en nm. Je continuerai cependant dans le texte à l'appeler "phase". Dans le second plan pupille, le diaphragme de Lyot L bloque la lumière diffractée par le masque coronographique et le champ électrique ψ résultant s'écrit :

$$\psi = \mathcal{F}\left(\mathcal{F}^{-1}(\psi').M\right).L \tag{IV.1.2}$$

L'expression de l'image coronographique I_c enregistrée par le détecteur dans le second plan focal est :

$$I_c = \left|\mathcal{F}^{-1}(\psi)\right|^2 \tag{IV.1.3}$$

on peut alors l'écrire :

$$I_c = \left|\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\psi_0\, P \exp\left[i\pi\left(\frac{2\phi(\xi,\nu)}{\lambda} + \xi.T_x + \nu.T_y\right)\right]\right).M\right).L\right)\right|^2 \tag{IV.1.4}$$

L'intensité en plan focal dépend donc des variables T_x et T_y qui représentent les erreurs de tip-tilt en amont du masque coronographique.

IV.1.2.2 Impact sur les performances du coronographe

Je montre par simulation numérique l'impact sur l'image coronographique d'un décalage du faisceau par rapport au centre du masque à quatre quadrants. Cela revient à introduire des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en amont du coronographe. Les conditions de cette simulation sont les suivantes :

- je considère une phase $\phi = 20$ nm rms,
- j'ajoute un tilt T_x dans la direction X, $T_x \in [-1{,}1]\lambda/D$ par pas de 0,5 λ/D,
- j'enregistre les images obtenues en plan focal pour chaque erreur de tilt T_x.

Si le faisceau est parfaitement centré sur le masque coronographique M, l'image coronographique I_c a une intensité minimale. La figure IV.1.3 de gauche est une image des speckles en plan focal quand le faisceau est centré sur le coronographe. En revanche, un léger décalage du faisceau par rapport au centre du masque de phase entraine une dégradation dramatique de la performance du coronographe et change la forme des speckles au centre de l'image. La figure IV.1.3 de droite représente les speckles quand le faisceau est décalé de $T_x = 0{,}2\,\lambda/D$.

Je représente la valeur de l'atténuation en fonction du tilt T_x introduit en amont du coronographe dans la figure IV.1.4. L'atténuation a une valeur d'autant plus grande que l'intensité I_c de l'image coronographique est faible c'est à dire que le coronographe a un bon taux de réjection. L'atténuation du coronographe se dégrade très rapidement en fonction de l'erreur de tilt. À partir de $T_x = 0{,}2\,\lambda/D$ le faisceau est très décentré (figure IV.1.3 de droite). Au-delà de $T_x = 0{,}5\,\lambda/D$ l'atténuation est proche de 1, cela signifie que l'intensité de l'image coronographique I_c est proche de l'intensité de l'image non coronographiée I_{nc}. En d'autres termes, le coronographe n'est plus efficace.

IV.1.2.3 Mise en évidence des erreurs de tip-tilt en amont du coronographe sur le banc THD

Le deuxième test expérimental consiste à montrer l'impact des erreurs de tip-tilt en amont du coronographe sur la performance de celui-ci. Le protocole expérimental est le même que pour

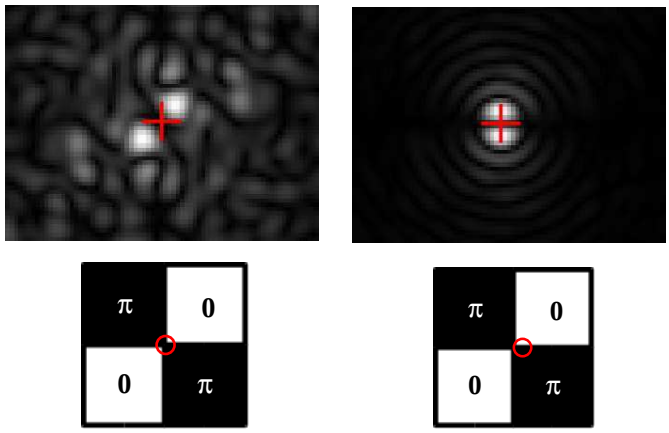

FIGURE IV.1.3 – *Gauche : Image des speckles quand le faisceau est centré sur le masque de phase M. Représentation du faisceau centré sur le masque coronographique. Droite : Image des speckles quand le faisceau n'est pas centré sur le masque de phase M. $T_x = 0{,}2\,\lambda/D$. Représentation du faisceau non centré sur le masque coronographique. $\phi = 20$ nm rms.*

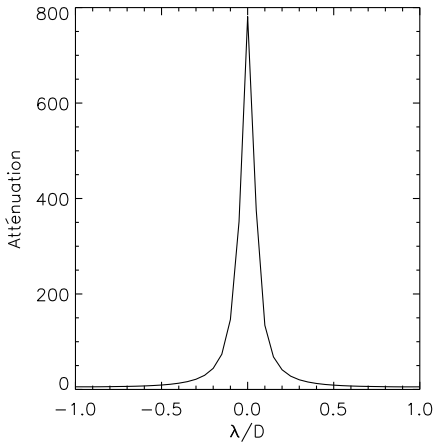

FIGURE IV.1.4 – *Atténuation en fonction de l'erreur de tilt T_x introduit en amont du coronographe. $\phi = 20$ nm rms.*

le premier test présenté dans la section IV.1.1 à la différence que je centre le faisceau sur le coronographe au début du test. Je trouve la position optimale du masque coronographique par rapport à la source. Cette position correspond à la meilleure atténuation A de l'ordre de 430. J'obtiens après six heures une série de 72 images. J'en montre trois correspondant à trois instants du test dans la figure IV.1.5 de gauche. En regardant ces trois images, on voit que la forme des speckles en plan focal évolue au cours du test, cela nous indique que le faisceau n'est pas stable par rapport au centre du masque coronographique. Il y a un mouvement relatif entre la source et le masque focal M. Le faisceau se déplace par rapport au centre du masque jusqu'à n'être que sur un des quatre quadrants (figure IV.1.5, image en bas à gauche). Je trace l'atténuation A obtenue à partir de chacune des images enregistrées pendant ce test (graphique de la figure IV.1.5) afin de mettre en évidence la dégradation de la performance du coronographe au cours du temps.

L'atténuation du coronographe mesurée sur le banc THD décroit au cours du temps de 430

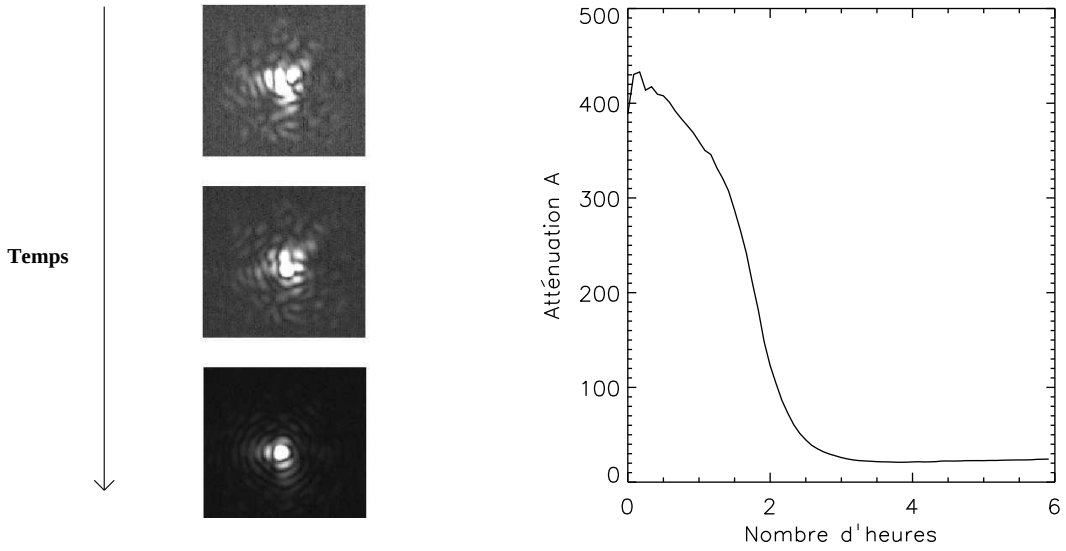

FIGURE IV.1.5 – *Gauche : Images coronographiées du faisceau, enregistrées à trois moments du test sur six heures, pas de SCC. Ces images sont chacune normalisées à leur maximum. Droite : Atténuation A.*

jusqu'à une valeur proche de 20 ce qui correspond à 4,6% de la valeur maximale. Après deux heures de test, le faisceau n'est quasiment plus coronographié. Le détecteur sature alors ce qui peut expliquer que l'atténuation atteigne un palier proche de 20.

IV.1.3 Erreurs de tip-tilt en aval du masque coronographique

Dans ce paragraphe, je développe le formalisme qui permet de montrer l'impact d'un mouvement du détecteur par rapport au masque en plan focal sur la mesure du front d'onde par la SCC. Je suppose que la source est fixe par rapport au masque coronographique.

IV.1.3.1 Impact sur la mesure de phase avec la SCC

Je considère le même modèle numérique de l'instrument que celui présenté dans la section IV.1.2.1. J'ajoute une voie de référence en respectant les critères présentés dans la section II.1.2. Je place la référence de telle sorte que les franges en plan focal soient verticales. Je forme une image coronographique I_c dans le plan du détecteur. Je suppose que le détecteur dérive par rapport au masque coronographique dans la direction X. L'image enregistrée est la même que I_c mais décalée dans la direction X. Je note I_{cs} cette image décalée. Je développe le formalisme utilisé pour parvenir à l'expression de l'estimation de la phase et de l'amplitude à partir de l'image décalée I_{cs}. L'expression de l'intensité I_c des speckles frangés est donnée par l'équation II.1.22. Je rappelle cette équation ci-dessous :

$$\begin{aligned} I_c(x) &= |A_E(x)|^2 + |A_R(x)|^2 + A_E^*(x)\,A_R(x)\,\exp\left(-\frac{2i\pi\,x\,\xi_0}{\lambda_0}\right) \\ &\quad + A_E(x)\,A_R^*(x)\,\exp\left(\frac{2i\pi\,x\,\xi_0}{\lambda_0}\right) \end{aligned} \tag{IV.1.5}$$

Je rappelle aussi que :

$$|A_i(x)|^2 = I_i(x) \tag{IV.1.6}$$

Je considère un décalage x_0 dans la direction X de l'image I_c. L'expression de l'image décalée I_{cs} s'écrit :

$$I_{cs}(x) = I_c(x) * \delta(x - x_0) \tag{IV.1.7}$$

où $*$ est un produit de convolution.

J'adapte le formalisme présenté dans les équations II.1.23 à II.1.44 pour écrire l'expression de la phase et de l'amplitude estimées à partir de I_{cs}. Je note $\phi_{cs,est}$ et $\alpha_{cs,est}$ respectivement ces estimations du front d'onde. J'applique tout d'abord une transformée de Fourier inverse à I_{cs} pour passer dans le plan de corrélation :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_{cs}) = \mathcal{F}^{-1}(I_c)\, \exp\left(\frac{2i\pi\, x_0\, \xi}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.8}$$

On obtient ainsi les trois pics de corrélation. Le pic $\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-})(\xi + \xi_0)$ latéral s'écrit :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-})(\xi + \xi_0) = \mathcal{F}^{-1}\left(A_E A_R^*\, \exp\left(\frac{2i\pi\, x\, \xi_0}{\lambda_0}\right)\right) \exp\left(\frac{2i\pi\, x_0\, \xi}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.9}$$

où encore :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-})(\xi + \xi_0) = \mathcal{F}^{-1}\left[A_E A_R^*\right](\xi + \xi_0)\, \exp\left(\frac{2i\pi x_0(\xi + \xi_0)}{\lambda_0}\right) \exp\left(-\frac{2i\pi x_0 \xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.10}$$

Finalement, après recentrage, $\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-})$ peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-}) = \mathcal{F}^{-1}[A_E.A_R^*](\xi)\, \exp\left(\frac{2i\pi\, x_0 \xi}{\lambda_0}\right) \exp\left(-\frac{2i\pi x_0 \xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.11}$$

En rappelant que $A_E.A_R^* = I_-$, on obtient :

$$\mathcal{F}^{-1}(I_{cs,-}) = \mathcal{F}^{-1}(I_-)\, \exp\left(\frac{2i\pi x_0 \xi}{\lambda_0}\right) \exp\left(-\frac{2i\pi x_0 \xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.12}$$

On peut écrire $I_{cs,-}$ ainsi :

$$I_{cs,-} = [I_- * \delta(x - x_0)]\, \exp\left(-\frac{2i\pi x_0 \xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.13}$$

En appliquant l'équation II.1.39 et en considérant l'hypothèse 5 de la section II.1.5, on peut écrire une expression du front d'onde estimé :

$$\boxed{\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_{cs,-}}{\psi_0\, A_0\, M}\right) P} \tag{IV.1.14}$$

On peut réécrire cette équation en utilisant l'équation IV.1.13 :

$$\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-(x - x_0)}{\psi_0\, A_0\, M}\right) P\, \exp\left(-\frac{2i\pi x_0 \xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.15}$$

Nous trouvons que l'image I_- est en fait décentrée par rapport à $1/M$. Cependant, si x_0 est très petit, nous pouvons négliger l'impact de ce décalage et notre estimation de la phase est

principalement affectée par le terme $\exp\left(-\frac{2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}\right)$. Nous réecrivons l'estimation de la phase et de l'amplitude comme il suit :

$$\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{\psi_0\, A_0\, M}\right) P \exp\left(-\frac{2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.16}$$

En utilisant les équations II.1.44 et II.1.44, on obtient :

$$\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = (\alpha_{est} + i\phi_{est}) \exp\left(\frac{-2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.17}$$

On suppose que le terme $\frac{2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}$ est petit. On peut alors développer au premier ordre l'équation IV.1.17 :

$$\boxed{\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = (\alpha_{est} + i\phi_{est}) \left(1 - \frac{2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}\right)} \tag{IV.1.18}$$

Je montre l'impact du terme $1 - \frac{2i\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}$ sur l'estimation de la phase. Je développe l'équation IV.1.18 :

$$\alpha_{cs,est} + i\phi_{cs,est} = \alpha_{est} + \phi_{est}\,\frac{2\pi x_0\xi_0}{\lambda_0} + i\left(\phi_{est} - \alpha_{est}\,\frac{2\pi x_0\xi_0}{\lambda_0}\right) \tag{IV.1.19}$$

On a :

$$\frac{\lambda_0}{\xi_0} \simeq 2\text{pixels} \tag{IV.1.20}$$

Si on considère x_0 en pixels et α_{est} de l'ordre de 10% (hypothèse des faibles défauts), on peut écrire :

$$\alpha_{est}\,\frac{2\pi x_0\xi_0}{\lambda_0} \simeq 0{,}1\,\frac{2\pi x_0}{2} \simeq 0{,}3\,x_0 \quad \text{(en radian)} \tag{IV.1.21}$$

Si on veut que cette erreur soit inférieure à 1 nm à la longueur d'onde $\lambda_0 = 635$ nm, il faut avoir la relation suivante :

$$0{,}3\,x_0\,\frac{\lambda_0}{2\pi} < 1 \text{ nm} \tag{IV.1.22}$$

soit :

$$x_0 < 3\% \text{ pixel} \tag{IV.1.23}$$

À noter que dans le cas où il n'y a pas d'erreur d'amplitude, la phase n'est pas affectée au premier ordre.

Chapitre IV.2

Estimation et correction des erreurs de tip-tilt

A&A 539, A126 (2012)
DOI: 10.1051/0004-6361/201117898
© ESO 2012

Astronomy & Astrophysics

Tip-tilt estimation and correction using FQPM coronagraphic images

M. Mas[1], P. Baudoz[1], G. Rousset[1], and R. Galicher[1,2,3]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Univ. Paris Diderot – Paris 7, UPMC Paris 6, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: marion.mas@obspm.fr
[2] National Research Council Canada, Herzberg Institute of Astrophysics, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC, V9E 2E7, Canada
[3] Dept. de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, Montréal, Qc, H3C 3J7, Canada

Received 17 August 2011 / Accepted 6 January 2012

ABSTRACT

Context. Direct imaging of exoplanets located a few AU from their hosting star requires angular resolution at the diffraction limit of large telescopes and a contrast level in the image of 10^5 to 10^{10}. Simultaneous use of adaptive optics and coronagraphy is mandatory to fulfil these requirements.
Aims. Coronagraphs are usually very sensitive to pointing errors upstream of their focal plane mask. Approaches to measuring these errors in conventional adaptive optics systems consist in setting a wavefront sensor in an additional channel. Differential aberrations between the coronagraphic channel and the additional one induce a loss in performance. To tackle this limitation, we propose a new technique for measuring the tip-tilt errors directly from the coronagraphic image.
Methods. Our method uses the relations between the intensity distribution in the coronagraphic image and upstream tip-tilt errors. We also propose a method of estimating the tip-tilt errors downstream of the focal plane mask. We validate at visible wavelength our upstream and downstream tip-tilt estimation and compensation techniques with numerical simulation images and on laboratory images.
Results. Numerical simulations predict that our techniques correct for the tip-tilt errors to a $1.3 \times 10^{-2}\lambda/D$ level when considering a $\lambda/40$ wavefront error upstream of the coronagraph. In laboratory, where the coronagraph is mostly limited by wavefront errors, we correct for the tip-tilt errors with an accuracy better than $6.5 \times 10^{-2}\lambda/D$.
Conclusions. We demonstrate in numerical simulations and in laboratory that our technique can efficiently estimate the tip-tilt errors directly from the coronagraphic image with no additional channel. It is robust and can be used with small wavefront errors. It should be applicable to planet imager systems currently in preparation, such as SPHERE and MIRI/JWST.

Key words. instrumentation: adaptive optics – instrumentation: high angular resolution – methods: laboratory – techniques: image processing

1. Introduction

During the past decade, our knowledge of formation and evolution of planetary systems has been significantly increased. About seven hundred exoplanets have been discovered by different techniques. The diversity of what we observe today is broader than what was expected 20 years ago. Even though a few exoplanets can be characterized by transit spectroscopy, the majority cannot be and are still unknown in terms of temperature and composition. A promising technique to spectroscopically study exoplanets located at a few AU from their hosting stars is direct imaging. It is, however, a challenging goal for two reasons. On one hand, the planet-star angular separation is close to the telescope resolution. On the other hand, the high star-planet flux ratio (from 10^5 to 10^{10}) requires high contrast imaging techniques like coronagraphy. Several coronagraphic instruments are currently developed for ground-based telescopes (SPHERE, GPI, Beuzit et al. 2008; Macintosh et al. 2008) and space applications (MIRI/JWST, Boccaletti et al. 2005).

To maximize the number of exoplanet images, one needs high-performance coronagraphs with small inner working angles (IWA, angular separation at which the planet's useful throughput first reaches half of the peak throughput, Guyon et al. 2006). Coronagraphs with small IWA are very sensitive to low-order aberrations and small pointing errors upstream of their focal plane mask. These aberrations diffract a part of the stellar light through the coronagraph aperture and strongly decrease the coronagraph performance (Lloyd & Sivaramakrishnan 2005; Sivaramakrishnan et al. 2005; Shaklan & Green 2005). To detect very faint companions close to their stars, it is then necessary to accurately measure and correct for the low-order aberrations such as tip-tilt, focus, and astigmatism. Classical adaptive optics solution implies spatially splitting the coronagraphic beam to create a wavefront sensing channel and a scientific channel. This split induces differential aberrations between the two channels and may prevent accurate wavefront estimations. Techniques optimized for coronagraphic images have been proposed (Guyon et al. 2009; Sivaramakrishnan et al. 2008) that rely on a wavefront sensing channel using dedicated optical setup that needs to be calibrated.

In this paper, we focus on the tip-tilt errors that are the most limiting aberrations for a coronagraph. We propose to measure these errors directly in the coronographic image with no additional channel. Our technique estimates both tip-tilt errors upstream and downstream of the coronagraphic focal plane mask. The upstream errors push the beam out of the focal plane mask and directly degrade the coronagraphic efficiency. The downstream errors only induce shifts of the whole image on the

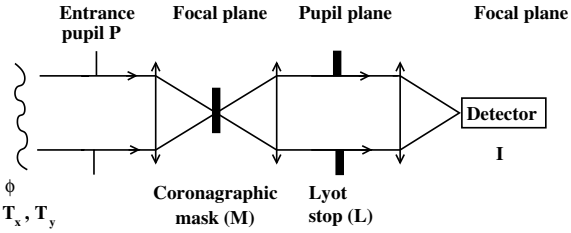

Fig. 1. Principle of the considered coronagraphic instrument.

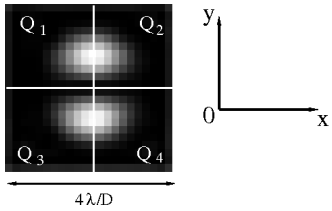

Fig. 2. *Left*: central area S of the coronagraphic image I_c for a tip-tilt errors upstream of the coronagraph: $T_x = 0.2\lambda/D$, $T_y = 0$ and no WFE $\phi = 0$. *Right*: coordinate axes.

detector but we need to estimate them to control the upstream errors. We evaluate the performance of our technique on both numerical simulations and laboratory tests for the four quadrant phase mask coronagraph (FQPM, Rouan et al. 2000).

In Sect. 2, we present the FQPM image distortions induced by tip-tilt errors. We then derive formalism to estimate the tip-tilt upstream of an FQPM directly from the coronagraphic images. In Sect. 3, we use numerical simulations to determine the performance of the upstream tip-tilt error estimation and correction, ignoring the downstream error impact. In Sect. 4, we explain how to estimate for tip-tilt errors downstream of the coronagraph from the coronagraphic images and we give the technique performance, ignoring upstream errors. We finally present laboratory performance of the combined upstream and downstream tip-tilt techniques in Sect. 5. We discuss in Sect. 6 some practical issues that affect the performance of our techniques.

2. Estimation of tip-tilt errors upstream of the coronagraph

The variables used in this paper are recalled in Appendix A.

2.1. Numerical model of the instrument

We consider an instrument having a full disk pupil and equipped with a coronagraph that rejects the stellar light as a means to do exoplanet direct imaging. The instrument principle is shown in Fig. 1. In the entrance pupil P, the aberrations upstream of the coronagraphic mask are characterized by the wavefront error (WFE) ϕ linked to the optical train quality. In addition, we consider the tip and tilt modes linked to pointing errors, denoted T_x and T_y expressed in λ/D normalized angles, where λ is the wavelength and D the telescope diameter. The coronagraphic mask M is installed in the first focal plane where the telescope point spread function (PSF) is formed. The light diffracted by the coronagraph is filtred by the Lyot stop L placed in the relayed pupil image plane. Because of upstream wavefront aberrations, a part of the stellar light goes through the coronagraph and creates the speckle pattern in the second focal plane of the instrument, where the detector is placed.

We use Fourier optics and Fraunhofer diffraction in our model. The monochromatic electric field ψ' upstream of the coronagraph in the entrance pupil P is

$$\psi'(\xi,\nu) = P(\xi,\nu)\mathrm{e}^{(\mathrm{i}\pi(2\phi(\xi,\nu)/\lambda+(\xi T_x+\nu T_y)))}, \quad (1)$$

where (ξ,ν) are the spatial coordinates in the entrance pupil plane normalized by $D/2$ and M is the FQPM (Rouan et al. 2000) that induces a π phase shift on two focal plane quadrants in a diagonal and 0 on the two other quadrants. The Lyot stop is put in the relayed pupil plane and the resulting electric field ψ can be written as

$$\psi = \mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}(\psi')M\right)L, \quad (2)$$

where $\mathcal{F}$ is the Fourier transform operator and $\mathcal{F}^{-1}$ its inverse. Finally, the intensity of the coronagraphic image I_c recorded by the detector is

$$\begin{aligned} I_c &= |\mathcal{F}(\psi)|^2 \\ &= \left|\mathcal{F}\left[\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}\left(P\mathrm{e}^{(\mathrm{i}\pi(2\phi(\xi,\nu)/\lambda+(\xi T_x+\nu T_y)))}\right)M\right)L\right]\right|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

From Eq. (3), we can compute how the tip-tilt errors T_x and T_y affect the intensity distribution I_c. The larger T_x and T_y are, the more the telescope PSF is badly centred on M and the brighter the intensity is after the coronagraph. Even for tip-tilt errors of the order of a few tenths of the telescope diffraction limit λ/D, the star light leaks dramatically increase and may dominate the speckles related to a WFE ϕ (Lloyd & Sivaramakrishnan 2005). If there is no WFE or tip-tilt errors upstream of the coronagraph ($\phi = 0$ and $T_x = T_y = 0$), then $I_c = 0$ (Rouan et al. 2002; Abe et al. 2003; Lloyd et al. 2003). If there are tip-tilt errors, they induce two main bright speckles close to the centre of the FQPM coronagraphic image. Figure 2 shows the central area of the resulting coronagraphic image I_c. It is not obvious that we can retrieve the tip-tilt errors from such an image since speckles split along y-axis, whereas tip-tilt errors is along x-axis. The two bright speckles are mostly symmetrical, but we will see that a slight asymmetry can be detected.

Because tip-tilt errors increase the light intensity and modify its distribution in the central area of I_c, we propose to compute intensity differences as done with a four quadrant detector for tracking system (Tyler & Fried 1982). We select on I_c a squared central area S with a size of a few λ/D. We divide S in four equal quadrants Q_i (Fig. 2) on which we compute a normalized integrated intensity I_i

$$I_i = \frac{\int_{Q_i} I_c \mathrm{d}s}{\int_S I_{nc} \mathrm{d}s}. \quad (4)$$

The normalizing factor is a precalibrated, integrated intensity on the area S for a non-coronagraphic image I_{nc}, computed with Eq. (3) where M is constant and equal to 1, $T_x = 0$ and $T_y = 0$, but keeping the Lyot stop L and the WFE ϕ.

We then define the intensity differences ΔI_x and ΔI_y in the central area S, which will allow us to estimate the tip-tilt errors:

$$\Delta I_x = (I_2 + I_4) - (I_1 + I_3), \quad (5)$$
$$\Delta I_y = (I_1 + I_2) - (I_3 + I_4). \quad (6)$$

Table 1. Numerical simulation conditions with f the spatial frequency.

λ	800 nm
Initial WFE (ϕ)	0 or 20 nm rms
ϕ Power spectral density	f^{-2}, random draw
Pupil	Unobscurated disk
Pupil sampling	128×128 pixels
Lyot stop size	100%
Coronagraph	Perfect FQPM
Pixel size	$\lambda/4D$
Image size	$128\lambda/D \times 128\lambda/D$
Quadrant size (Q_i)	$2\ \lambda/D \times 2\lambda/D$

The challenge is to estimate T_x and T_y from the scientific image (using ΔI_x and ΔI_y) with no additional wavefront sensor channel. If no coronagraph is used, the link between T_x and ΔI_x (or T_y and ΔI_y) is straightforward (Tyler & Fried 1982). We show in the next section that ΔI_x and ΔI_y both depend on T_x and T_y. To quantify the impact of tip-tilt errors on the star rejection efficiency of the coronagraph, we first define the performance metric as the coronagraphic peak attenuation A

$$A = \frac{\max(I_{\rm nc})}{\max(I_{\rm c})}, \tag{7}$$

where the maxima of the two images are computed in the central area S. In the case of small pure tip-tilt errors (T_x and T_y, $<0.5\ \lambda/D$), we found from numerical simulation that, for the FQPM coronagraph, A can be written as

$$A \simeq \frac{1}{0.56(T_x^2 + T_y^2)}. \tag{8}$$

2.2. Numerical simulation of the tip-tilt error effects

In this section, we explain how to estimate the tip-tilt errors, T_x and T_y, from the intensity differences ΔI_x and ΔI_y. The numerical simulation conditions are summarized in Table 1.

To simulate the FQPM coronagraph, we generate a four quadrant mask M of 512×512 pixels (size of the images), centred between the four central pixels. The phase is π on two quadrants and 0 on the two others. We then form an image centred on the mask. To avoid pupil boundary sampling errors, we have to use a specific entrance pupil P. This pupil is computed to give the perfect rejection through FQPM propagation for no aberrations with a Lyot stop of 100%.

2.2.1. Simulation with no wavefront error ($\phi = 0$)

We first show the evolution of the attenuation A and of the intensity differences ΔI_x and ΔI_y versus tip-tilt errors for a few particular cases summarized in Table 2. We introduce a number of tip-tilt errors values, $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]\ (\lambda/D)$ and $T_y = 0$ upstream of the coronagraph and we consider no WFE: $\phi = 0$. The coefficient β is a multiplicative coefficient determined by numerical simulations (see Appendix B). It depends on the pixel sampling. As expected, the performance of the coronagraph degrades, while the tip-tilt grows because the star image is not centred on the focal plane mask M. The larger the tip-tilt errors, the lower the attenuation and the larger the intensity difference ΔI_x. In the case of no tip-tilt errors, the intensity differences ΔI_x and ΔI_y are nought and the attenuation A is infinite. With $\phi = 0$ and $T_y = 0$, the intensity difference ΔI_y is nought whatever the T_x value. We found that ΔI_x and T_x are closely linked by the relation $\frac{\Delta I_x}{\beta} \sim T_x^3$ (Table 2). We can also note that the variation of the attenuation A is inversely proportional to the square of T_x as given by Eq. (8).

Table 2. Numerical simulated values for attenuation A, intensity differences ΔI_x and ΔI_y for $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]\lambda/D$, and $T_y = 0$. $\phi = 0$.

	$\phi = 0, T_y = 0$			
Additional x-tilt $T_x\ (\lambda/D)$	Attenuation A	$\frac{\Delta I_x}{\beta}$	$\frac{\Delta I_y}{\beta}$	T_x^3
0.0	Infinite	0	0	0
0.05	722	1.5e-4	0	1.2e-4
0.10	181	1.2e-3	0	1.0e-3
0.40	14	6.4e-2	0	6.4e-2

Table 3. Numerical simulated values for attenuation A, intensity differences ΔI_x and ΔI_y, and Eqs. (9), and (10). $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]$, $T_y = 0.05\lambda/D$. $\phi = 0$.

		$\phi = 0, T_y = 0.05\ \lambda/D$			
T_x	A	$\frac{\Delta I_x}{\beta}$	$\frac{\Delta I_y}{\beta}$	$T_x^3 + 4T_xT_y^2$	$T_y^3 + 4T_yT_x^2$
0.0	722	0	1.5e-4	0	1.2e-4
0.05	327	7.6e-4	7.6e-4	6.2e-4	6.2e-4
0.10	121	2.4e-3	2.6e-3	2.0e-3	2.1e-3
0.40	12	6.8e-2	3.3e-2	6.8e-2	3.2e-2

When introducing an additional error $T_y = 0.05\ (\lambda/D)$ on the y axis, we observed a coupling of the two axes in the computed intensity differences (Table 3). In particular, $\frac{\Delta I_y}{\beta}$ is not constant but increases with T_x. Even if T_y is relatively small, $\frac{\Delta I_y}{\beta}$ reaches values close to the values obtained for $\frac{\Delta I_x}{\beta}$. Also, small T_x, the values of $\frac{\Delta I_x}{\beta}$ are affected when compared to the ones presented in Table 2.

Both ΔI_x and ΔI_y depend T_x and T_y. We performed numerical simulations assuming different conditions and $\phi = 0$. We thus determined the relations between ΔI_x, ΔI_y, T_x and T_y for small tip-tilt errors, $<0.5\ (\lambda/D)$, for the two first order terms (see Appendix B)

$$\frac{\Delta I_x}{\beta} = T_x^3 + \alpha T_x T_y^2, \tag{9}$$

$$\frac{\Delta I_y}{\beta} = T_y^3 + \alpha T_y T_x^2. \tag{10}$$

In the specific case of an FQPM coronagraph, $\alpha = 4$. We report in Table 3, the values of $T_x^3 + 4T_xT_y^2$ and $T_y^3 + 4T_yT_x^2$. These values are very close to the intensity differences $\Delta I_x/\beta$ and $\Delta I_y/\beta$, respectively.

2.2.2. Simulation with wavefront error ($\phi \neq 0$)

We now consider a more realistic case with one particular 20 nm rms WFE. In the computed random WFE, there is a small tip-tilt contribution. To study the impact of known tip-tilt errors T_x and T_y, we subtract its own tip-tilt terms to ϕ. The WFE without tip-tilt for this particular draw is 18.6 nm rms. Then we add an x-tilt $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]\ (\lambda/D)$ to compute the field ψ' in Eq. (1). The results are presented in Fig. 3 and in Table 4.

We show in Fig. 3 the evolution of the speckles in the coronagraphic image: the images from the left to the right are for a x-tilt $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]\ (\lambda/D)$, respectively, and a y-tilt $T_y = 0$.

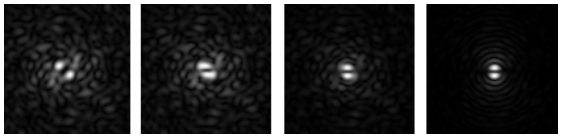

Fig. 3. Coronagraphic images for ϕ rms = 18.6 nm, $T_y = 0$ and different values for T_x, upstream of an FQPM coronagraph. *Left*: reference I_{cr} for $T_x = 0$. Other images I_c for increasing values of T_x from *left to right*: 0.05, 0.1 and 0.4 λ/D. All images normalized to their maximum. Same simulations as in Table 4.

Table 4. Attenuation A and intensity differences ΔI_x, ΔI_y, Δ_x, and Δ_y for $T_x = [0, 0.05, 0.1, 0.4]\lambda/D$, and $T_y = 0$. ϕ rms (tip-tilt subtracted) = 18.6 nm.

ϕ rms = 18.6 nm, $T_y = 0$					
T_x	A	$\frac{\Delta I_x}{\beta}$	$\frac{\Delta I_y}{\beta}$	Δ_x	Δ_y
0	573	–6.0e-5	1.0e-5	0	0
0.05	500	4.0e-5	–3.3e-4	1.1e-4	–3.5e-4
0.1	165	1.0e-3	–8.7e-4	1.1e-3	–8.8e-4
0.4	13	6.3e-2	–6.2e-3	6.3e-2	–6.2e-3

For the low values of T_x, we observe the deformation of the central speckles, while for the largest tilt, the star leak induced by tilt error dominates and leads to two bright speckles close to the centre.

In Table 4, the obtained attenuation A values are lower than the ones for $\phi = 0$ due to the speckle pattern produced in the image. The sensitivity of ΔI_x to T_x is relatively similar to the previous case ($\phi = 0$). We can however, highlight two differences. The measured intensity difference ΔI_y is never nought and for $T_x = 0$ and $T_y = 0$, ΔI_x and ΔI_y are not nought. The WFE ϕ induces a slight asymmetrical speckle pattern in the focal plane (Perrin et al. 2003), hence in the signals of the selected quadrants. There is thus a new coupling between the x and y axes linked to the WFE-induced speckle pattern. If the coupling is significant, it remains lower for this example than the one obtained with $T_y \neq 0$ as in Table 3. From the values given in the different tables and the images in Fig. 3, we deduce that the impact of a WFE (around 20 nm) will dominate the computation of ΔI_x and ΔI_y for the small tip-tilt errors while it is no longer the case for larger tip-tilt errors (>0.1λ/D) because of the induced very bright twin speckles.

2.3. Tip-tilt estimators

In practical cases, ϕ is not nought, and we have to deal with WFE induced speckle pattern in the coronagraphic image. Our desire is to measure the tip-tilt errors is to maintain the alignment as close as possible to the one corresponding to a reference image. We call "reference image" (Fig. 3, left) the coronagraphic image corresponding to the smallest tip-tilt error. Its intensity is denoted I_{cr}. To be able to measure any small tip-tilt errors in the current coronagraphic image I_c using the analytical relations given by Eqs. (9) and (10), we subtract the one corresponding to I_{cr} to the intensity differences. We first compute $\Delta I_{x,r}$ and $\Delta I_{y,r}$ from Eq. (6) for I_{cr}. Then, we define two new differences Δ_x and Δ_y, which are linked to T_x and T_y in I_c by

$$\Delta_x = \frac{\Delta I_x - \Delta I_{x,r}}{\beta} \simeq T_x^3 + 4T_xT_y^2, \tag{11}$$

$$\Delta_y = \frac{\Delta I_y - \Delta I_{y,r}}{\beta} \simeq T_y^3 + 4T_yT_x^2. \tag{12}$$

Table 5. Spatial root mean square of ϕ averaged on 100 draws with tip-tilt for I_{cr} computation and without tip-tilt for I_c computation.

	ϕ (nm rms)					
I_{cr}	with tip-tilt	0	5	10	20	40
I_{cs}	w/o tip-tilt	0	4.7	9.5	19	38

In Table 4, we present the values of Δ_x and Δ_y for the considered case, where I_{cr} is the computed image with $T_x = 0$ and $T_y = 0$ (left image in Fig. 3). We observe that Δ_x (with ϕ rms = 18.6 nm) is close to $\frac{\Delta I_x}{\beta}$ when $\phi = 0$ nm rms (Table 2). However, Δ_y is not nought because of asymmetrical speckle pattern in the y direction due to the high-orders of ϕ. Using an iterative process, we demonstrate in the next section that we can estimate T_x and T_y from Eqs. (11) and (12) even with the effects of WFE. To identify the convergence, we propose to compute the attenuation A (Eq. (7)) for each new image obtained after tip-tilt correction. The goal is therefore to maximize A.

To estimate the tip-tilt errors from the measurements, we first have to inverse Eqs. (11) and (12). From these equations, we can write

$$R^3 - 4R^2\frac{\Delta_x}{\Delta_y} + 4R - \frac{\Delta_x}{\Delta_y} = 0, \tag{13}$$

with

$$R = \frac{T_x}{T_y}. \tag{14}$$

This equation has a unique, real solution R except in the case when the value of $\frac{\Delta_x}{\Delta_y}$ is close to 1. In this case, we make the approximation $R = 1$ (see Appendix B). We derive the general expressions of the estimators $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$

$$T_{x,\mathrm{est}} = \left(R^2\frac{\Delta_x}{R^2+4}\right)^{1/3}, \tag{15}$$

$$T_{y,\mathrm{est}} = \left(\frac{\Delta_y}{1+4R^2}\right)^{1/3}. \tag{16}$$

These estimators depend on the value of R. The ratio $\frac{T_y}{T_x}$ can also be considered. The different cases are developed in the Appendix B. With this method, we are able to estimate the tip-tilt upstream of the coronagraph directly from the coronagraphic image measuring the intensity differences Δ_x and Δ_y.

3. Performance from numerical simulations

In this section, we present the results of tip-tilt estimation and correction by numerical simulations. Parameters of the simulations are given in Table 1 in Sect. 2.2. In the simulations, we drew a set of random WFE ϕ. These WFE are defined by their rms values given in Table 5 for the two cases tip-tilt modes included and subtracted. For each initial WFE including tip-tilt modes, we computed the reference image I_{cr} having no additional tip-tilt ($T_x = 0$ and $T_y = 0$).

To simulate the estimation process, we removed the tip-tilt modes contribution of the initial random WFE and introduced a random additional tip-tilt in T_x and T_y, uniformly drawn between −0.4 and 0.4 λ/D, in order to compute the coronagraphic image I_c by Eq. (3). This couple (T_x, T_y) is different for each random WFE.

For each WFE draw, we determined the estimations $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$ of the tip-tilt errors T_x and T_y. Estimators $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$ (Eqs. (15) and (16)) were derived from the intensity differences Δ_x and Δ_y and the ratio $R = \frac{T_x}{T_y}$ with some approximations due to the impact of the WFE ϕ. Once estimated, we compensated for the tip-tilt errors upstream of the coronagraph driving a tip-tilt mirror. In the numerical simulations, we subtract $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$ from T_x and T_y respectively in Eq. (1). As the estimation is not perfect, we used an iterative process. We recorded the new coronagraphic image I_c, estimated the new residual tip-tilt errors, corrected for them, and repeated the process using a gain equal to 1. The correction loop converges to low values of Δ_x and Δ_y within 15 iterations. The first iteration corresponds to the first correction of the tip-tilt errors, hence to the first value of the residual tip-tilt errors $T_x - T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_y - T_{y,\mathrm{est}}$. We first checked that, with no WFE ($\phi = 0$), the tip-tilt correction converges within eight iterations to a residual error of the order of $10^{-8}\lambda/D$.

To study the convergence of the tip-tilt errors estimation under realistic conditions, we present the attenuation A, the absolute tip-tilt errors $((T_x - T_{x,\mathrm{est}})^2 + (T_y - T_{y,\mathrm{est}})^2)^{1/2}$ and the absolute intensity difference $((\Delta_x)^2 + (\Delta_y)^2)^{1/2}$ with respect to the iteration number for ϕ rms = 19 nm in Fig. 4. In this figure, we present performance for three tip-tilt errors couples (T_x, T_y). For each couple, the WFE draw is different. The three cases we considered behave the same way. There is an oscillation around the best estimation of the tip-tilt errors after a few iterations (Fig. 4, middle), and this tip-tilt error is never as small as in the $\phi = 0$ case. Higher orders in the WFE therefore introduce errors that are not estimated by our approach. We expected this behaviour because $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$ are derived by assuming that the effect of ϕ is negligeable compared to T_x and T_y. After a few iterations, that assumption is not true anymore and the estimators do not give a sufficiently accurate estimation of the residual tip-tilt errors. For practical applications, we verified that using a loop gain lower than one allows us to reduce the oscillations. To find the iteration corresponding to the smallest tip-tilt errors, we considered the maximum of the attenuation A (Eq. (7)) as a criterium. The attenuation is presented in Fig. 4, top, computed for the same three couples (T_x, T_y). When the attenuation A is maximum, the absolute tip-tilt errors $((T_x - T_{x,\mathrm{est}})^2 + (T_y - T_{y,\mathrm{est}})^2)^{1/2}$ are minimum (Fig. 4). We also present the absolute intensity differences $((\Delta_x)^2 + (\Delta_y)^2)^{1/2}$ in the bottom of Fig. 4. The intensity difference decreases significantly down to a level of the order of 10^{-4}. But we were not able to find the minimum of the tip-tilt errors with this parameter, because of the impact of the WFE limiting the validity of our crude model for the estimation.

To determine the accuracy of our upstream tip-tilt errors estimation, we considered a set of hundred random WFE in Table 5. For each random WFE, we estimated the tip-tilt errors and find the iteration corresponding to the best estimation based on our attenuation criterium.

We present the residual y-tilt ($T_y - T_{y,\mathrm{est}}$) in Fig. 5 with respect to the residual x-tip ($T_x - T_{x,\mathrm{est}}$) in λ/D for the best iteration, when the attenuation A is at its maximum. We observe that the accuracy achievable with our method is directly linked to the WFE in the pupil. The higher the WFE, the higher the tip-tilt residual errors too. In Fig. 6, we also show the maximum of the attenuation obtained in the tip-tilt compensation process. For each random WFE (19 nm rms), we plot the attenuation in the coronagraphic image I_c for the best correction of the tip-tilt errors with respect to the attenuation in the initial reference image I_{cr}. Using our method to estimate and compensate for the tip-tilt,

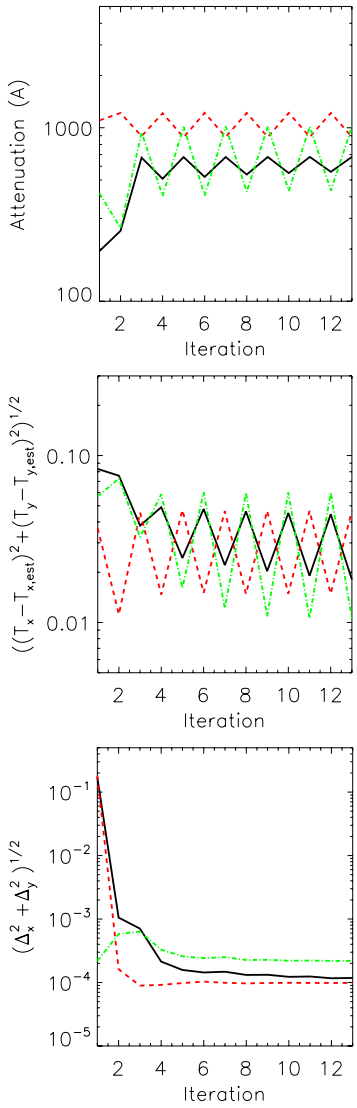

Fig. 4. Simulation results for the different indicators of the convergence: the attenuation A (*top*), the value $((T_x - T_{x,\mathrm{est}})^2 + (T_x - T_{x,\mathrm{est}})^2)^{1/2}$ (*middle*), the value $((\Delta_x)^2 + (\Delta_y)^2)^{1/2}$ (*bottom*) versus the iteration number. $T_{x1} = -0.29\lambda/D$, $T_{y1} = 0.4\lambda/D$ (black full line), $T_{x2} = 0.32\lambda/D$, $T_{y2} = 0.37\lambda/D$ (red dashed line), $T_{x3} = 0.03\lambda/D$, $T_{y3} = -0.05\lambda/D$ (green dotted-dashed line), ϕ rms = 19 nm.

we were able to reach an attenuation higher than the one of the reference image after a few iterations. As a result, the residual tip-tilt errors are smaller after a few iterations than initially.

We report the rms residual values in λ/D for ϕ = [0, 4.7, 9.5, 19, 38] nm rms in Table 6. We can estimate the tip-tilt errors with an accuracy of the order of $1.3 \times 10^{-2}\lambda/D$ in the case of a 19 nm rms WFE ($\lambda/40$) and $2.5 \times 10^{-2}\lambda/D$ for 38 nm rms ($\lambda/20$). The residual tip-tilt errors are roughly proportional to the rms WFE, as expected from the analytical derivation of extreme adaptive optics PSF (Perrin et al. 2003). With our method, we are able to estimate and compensate for tip-tilt

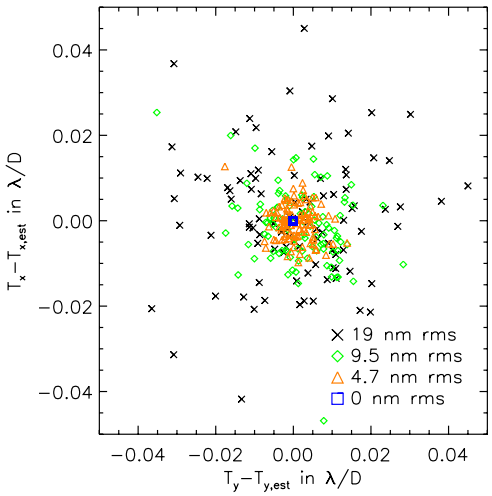

Fig. 5. Optimized residual tip-tilt errors. 100 random WFE of 19 nm rms (black crosses), 9.5 nm rms (green diamonds), 4.7 nm rms (orange triangles), and 0 nm rms (blue square). For each random WFE, we add a tip-tilt T_x and T_y between −0.4 and 0.4 λ/D.

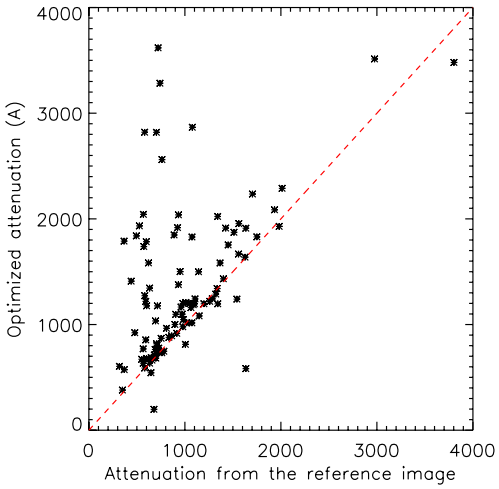

Fig. 6. Optimized attenuation $A = \frac{\max(I_{nc})}{\max(I_c)}$ obtained from a coronagraphic image I_c after tip-tilt compensation vs. attenuation $A = \frac{\max(I_{nc})}{\max(I_{cr})}$ obtained from the reference image I_{cr}. 100 random WFE of 19 nm rms.

errors upstream of a coronagraphic mask by directly computing the intensity differences on the final coronagraphic image. We demonstrate from numerical simulations that we can stabilize a beam on an FQPM coronagraph with a very good pointing accuracy.

4. Estimation of the tip-tilt errors downstream of the coronagraph

The measurement of the tip-tilt described in Sect. 2 assumes that there are no tip-tilt errors introduced downstream of the coronagraph, i.e. that the coronagraph axis is always centred on the same position on the detector. If this axis position drifts, the detector records a shifted image. If this misregistration occurs between the recording of the reference image I_{cr} and any other image I_c of the correction loop, the intensity variations Δ_x and Δ_y are biased ($\Delta_x \neq 0$ and $\Delta_y \neq 0$ for $T_x = T_y = 0$). As the estimators $T_{x,est}$ and $T_{y,est}$ of the tip-tilt are linked to Δ_x and Δ_y (Eqs. (15) and (16)), our estimation of the tip-tilt errors upstream of the focal plane mask is incorrect. We then need to estimate these tip-tilt errors downstream of the focal plane mask to accurately estimate the tip-tilt errors upstream of the focal plane mask.

Table 6. Rms residual tip-tilt errors values in λ/D after attenuation maximization.

ϕ (nm rms)	0	4.7	9.5	19	38
Tip-tilt (λ/D rms)	8.0e-9	3.2e-3	7.3e-3	1.3e-2	2.5e-2

Solutions have already been proposed for precisely measuring the astrometry of the sources in coronagraphic images (Sivaramakrishnan et al. 2006; Marois et al. 2006) and implemented (Zimmerman et al. 2010). They rely on a periodic structure added in the pupil plane upstream of the coronagraph to create fiducial images of the star with known positions. These solutions require a change in phase or amplitude upstream of the coronagraph that is not always simple to implement. We propose a solution that does not change the beam upstream of the coronagraph.

We denote I_{cs} as the intensity of the shifted coronagraphic image. We choose to measure the shift of I_{cs} with respect to the reference image I_{cr} (defined in Sect. 2.3). We consider that there is no tip-tilt error upstream of the coronagraph ($T_x = T_y = 0$) and a stable WFE. The image I_{cs} is then the same than I_{cr} but shifted in the final focal plane of γ_x and γ_y (in λ/D) in the x and y directions, respectively. Both γ_x and γ_y describe the shift of the detector compared to the coronagraph axis. To estimate γ_x and γ_y, we propose to compute the image correlation C between I_{cs} and I_{cr} and estimate in C the position of the correlation peak.

As shown in Fig. 3, the maximum intensity of the coronagraphic image can be quickly predominated by tip-tilt errors upstream of the coronagraph. This would bias the estimation of the detector position. As shown in the same figure, low values of upstream tip-tilt mainly affects the image within a few λ/D around the coronagraph axis. The intensity distribution at distances of tens of λ/D is a speckle pattern produced by high spatial frequency defects of the optical elements upstream of the coronagraph, and they are less sensitive to tip-tilt. We can take advantage of these speckles to measure the global image shift.

To compute the image correlation, we consider the speckles located further away than 10 λ/D of the coronagraph axis (Fig. 7, top). In the simulation presented in this section, we could have kept all the speckles further away than 10 λ/D because no detection noise was added to the speckles. In the realistic case, since the mean intensity of the speckles decreases with axis distance, the signal-to-noise ratio (SNR) for the speckles drops radially because of the detector readout noise and the speckle photon noise. Thus, to optimize the SNR in the image correlation, we need to define an outer limit of the area used for the correlation for each detection environment (readout noise, incoming flux). We choose arbitrarily to simulate an outer limit of 40 λ/D diameter to consider the effect of this truncating on the estimation of γ_x and γ_y. Indeed, the autocorrelation of this ring-shape mask Γ changes the shape of the image correlation. However, its structure is a smooth halo of width of a few tens of λ/D, while the

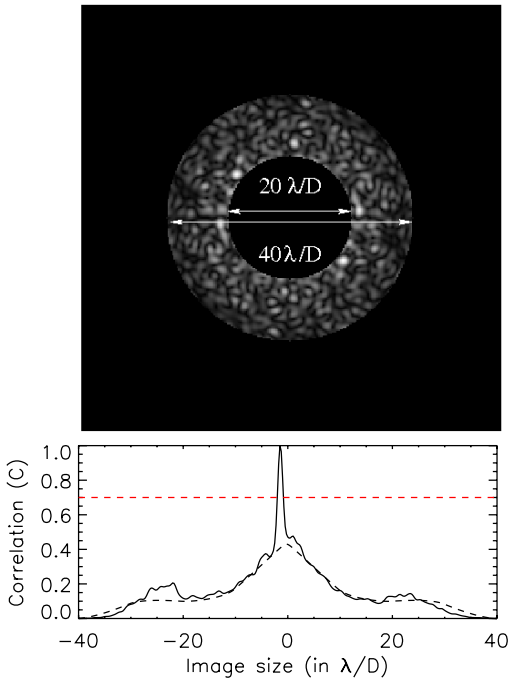

Fig. 7. *Top*: bright ring with speckles considered to estimate the detector shift. *Bottom*: x cut of the correlation. Shift of 1.2 λ/D in the x direction and 0.6 λ/D in the y direction. Dashed black curve: correlation of ring shape mask M. Dashed straith red line: treshold level.

correlation of the speckles creates a thin peak of $2\lambda/D$ width (Fig. 7, bottom). To avoid the bias introduced by the autocorrelation, we select the main peak of the image correlation by applying a threshold. We use a 70% threshold in our numerical simulations. We then compute the centre of gravity of the thresholded image C to get an estimation of the 2D shift of the detector.

We assess the accuracy of the estimation considering the same assumptions as in Sect. 2.2. The inner and outer rings of Γ are defined in Fig. 7 (top). First, we defined the reference image $I_{\rm cr}$ created with a random WFE of 20 nm rms. Then we numerically shift this image with $\gamma_x = 1.2\ \lambda/D$ and $\gamma_y = 0.6\ \lambda/D$ to create $I_{\rm cs}$. We compute the correlation C and measure the position of the correlation peak by calculating the centre of gravity on thresholded C. The first estimate of the movement ($\gamma_{x,\rm est}$ and $\gamma_{y,\rm est}$) is not perfect so we need to iterate to improve this measurement. To do so, we numerically shift the previous image by ($-\gamma_{x,\rm est}$, $-\gamma_{y,\rm est}$) and compute the new correlation C for this new image and iterate the procedure a few times.

We repeat this simulation for 20 different random WFE of 20 nm rms. We report the error between the estimated position and the real position as a function of the iteration in Fig. 8. The first iteration corresponds to the first correction of the image shift, hence to the first value of the residual shift errors $\gamma_x - \gamma_{x,\rm est}$ and $\gamma_y - \gamma_{y,\rm est}$. The different curves stand for various WFE draws. After the first correction (iteration 1), the error of the estimation is below $0.06\lambda/D$, which corresponds to an error of ∼0.25 pixels. After the third iteration, we are able to shift the image $I_{\rm cs}$ with an accuracy of 0.01 λ/D (0.04 pixels).

In a realistic case, tip-tilt errors upstream and downstream of the coronagraph can occur at the same time. To keep the source

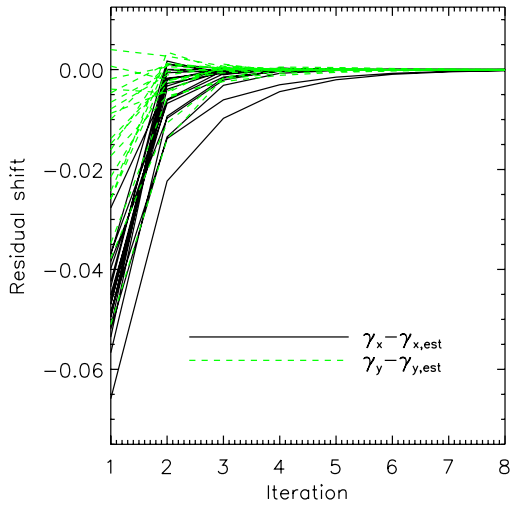

Fig. 8. Residual shift of the image $I_{\rm cs}$ measured in λ/D as a function of the iteration number. Black full curves (green dashed curves) stands for shift in x (y) directions. ϕ rms = 20 nm, 20 random draws of the WFE. $\gamma_x = 1.2\ \lambda/D$, $\gamma_y = 0.6\ \lambda/D$.

well centred on the coronagraph, the method described in Sect. 2 can only be applied if the tip-tilt error downstream of the coronagraph is corrected for. We propose then to apply the tip-tilt correction in three successive steps. The first step estimates the downstream tip-tilt errors as described in this section. The second step numerically shifts the coronagraphic image and realigns the detector and the coronagraph axis as in the reference image $I_{\rm cr}$. The new image is virtually free of downstream tip-tilt. The third step uses this aligned imaged to estimate the upstream tip-tilt errors and correct for them. In the next section, we present results of this downstream-upstream tip-tilt correction in laboratory conditions.

5. Laboratory performance

We propose to apply the methods described in Sects. 2 and 4 under laboratory conditions. We used the coronagraphic bench, which is described in more detail in Mas et al. (2010). Main components of the bench that we use for this experiment are a diode laser in visible wavelength (λ = 635 nm), a tip-tilt mirror using piezoelectric actuators, an FQPM coronagraph, a Lyot stop diaphragm, a CCD detector, and a computer that interfaces the detector and the tip-tilt mirror through labview.

5.1. Experimental protocol

The goal of the test is to estimate the tip-tilt errors and correct for them. To introduce large tip-tilt errors (T_x and T_y up to 1.5 λ/D), we willingly varied the laboratory temperature to induce dilatations in the mechanical holders of optical elements.

At the beginning of the experiment, we aligned the source on the coronagraph in order to reach what we considered the best attenuation of the coronagraph (i.e. maximizing A). We recorded the reference image $I_{\rm cr}$ corresponding to this alignment. This reference image corresponds to an initial position of the source and the detector relative to the focal mask. We then raised the temperature of the whole laboratory by a few

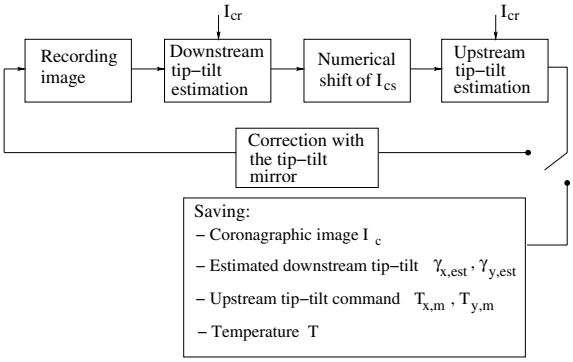

Fig. 9. Block diagram of the experimental protocol. Recording of the data requires opening the control loop.

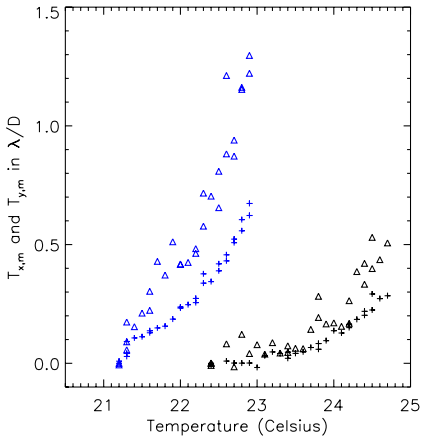

Fig. 10. Tip-tilt in λ/D applied to the tip-tilt mirror to compensate for the drift upstream of the coronagraph. Values of $T_{x,m}$ in λ/D ($T_{y,m}$) are drawn with triangles (crosses). Experiment 1 (2) data is drawn in blue (black) symbols.

degrees Celsius. Induced thermal dilatations introduced a slow tip-tilt drift, i.e. a movement of the source position compared to the coronagraph axis (upstream tip-tilt) on a minute time scale. At the same time, the detector's centre slowly drifts away from the coronagraph axis (downstream tip-tilt). As soon as the reference image was recorded, we compensated for the downstream shifts and closed the upstream tip-tilt loop.

First, we used the algorithm described in Sect. 4 to estimate the detector shift $\gamma_{x,\mathrm{est}}$ and $\gamma_{y,\mathrm{est}}$ compared to the reference image I_{cr}. The numerical shift of the image I_{cs} was done by multiplying by phase ramps in the Fourier domain. From this "recentred" image, we estimated the upstream tip-tilt errors (Eqs. (15) and (16)) and compensated for it applying voltages on the tip-tilt mirror located upstream of the focal mask. We denote $T_{x,m}$ and $T_{y,m}$ thess commands. Reitering this process in closed loop, while the temperature is increasing, we were able to stabilize the beam on the coronagraph controlling the tip-tilt mirror. We can open the loop to save the coronagraphic image, the recorded detector drift (converted in λ/D), the voltages applied on the tip-tilt mirror (converted in λ/D) and the temperature in the laboratory. We recorded the image of the source I_{nc} far from the centre of the coronagraph. The block diagram in Fig. 9 summarizes this control loop.

The parameters of the experiment are given in Table 7. The inner and outer diameters of the ring, threshold of the correlation peak, quadrant size and gain were all defined using test and trial to optimize the stability of the closed loop. The image used to calculate both upstream and downstream tip-tilt errors is the average of 100 images. To reduce the impact of the noise in the experiment, the estimated values of upstream and downstream tip-tilt are multiplied by a 0.1 gain before they are applied to the tip-tilt mirror and the numerical shift software procedure, respectively. The loop frequency is 2 Hz, and we open the loop every minute to record a set of data (images, detector shifts, tip-tilt correction values, and temperatures).

5.2. Experimental results

In this section, we present the results of our two experiments. The first (second) test lasted 30 min and increased the laboratory temperature from 21.2 °C (22.4 °C) to 22.9 °C (24.7 °C). The experimental tip-tilt command $T_{x,m}$ and $T_{y,m}$ applied to the tip-tilt mirror are presented as a function of the temperature variation in Fig. 10. These values are an estimation of the drift between the source and the coronagraph axis during the experiment. The best criterium for measuring the performance of the loop is the attenuation A measured on the recorded images (Eq. (7)). It is plotted versus the temperature in the laboratory (Fig. 11). The attenuation is rather stable compared to the one that could be expected from $T_{x,m}$ and $T_{y,m}$. Indeed, as shown in Sect. 2.2, an additional tip-tilt errors of 0.4 λ/D has a catastrophic impact on an FQPM coronagraph performance (A would drop off to 14).

Table 7. Parameters of the experiment.

Wavelength	635 nm
Pupil shape	unobscured disk
Lyot stop size	94%
Pixel size	$\lambda/6.5D$
Image size	$37\lambda/D \times 37\lambda/D$
Quadrant size	2.6 λ/D
Inner diameter of the ring Γ	5.5 λ/D
Outer diameter of the ring Γ	9.3 λ/D
Threshold to select the correlation peak	60%
Number of images averaged in one iteration	100
Closed loop rate	2 Hz
Gain of the closed loop	0.1
Mean total photoelectrons in I_{cr}	7×10^6 e-
Detector readout noise	18 e-

Even though $T_{x,m}$ and $T_{y,m}$ vary rapidly and are higher than 0.5 λ/D at the end of experiment, the attenuation never drops below 250. We note a dispersion of the attenuation as the temperature increases. This may come from the fact that with increasing temperature, the other aberrations also vary due to beam shift and laboratory turbulence inducing wavefront fluctuations. The median value of the attenuation for both experiments is around 400. This median attenuation can be converted to an upper limit for the median tip-tilt (Eq. (8)) and gives about $6.5 \times 10^{-2}\lambda/D$. The values are reported in Table 8. Compared to the large variation in $T_{x,m}$ and $T_{y,m}$, this clearly indicates that our model is robust enough to be applied in real laboratory conditions. Besides, our control loop behaves well.

The mechanical deformation introduced by thermal effects also creates a slow drift downstream of the coronagraph that creates a shift between the detector and the coronagraph axes

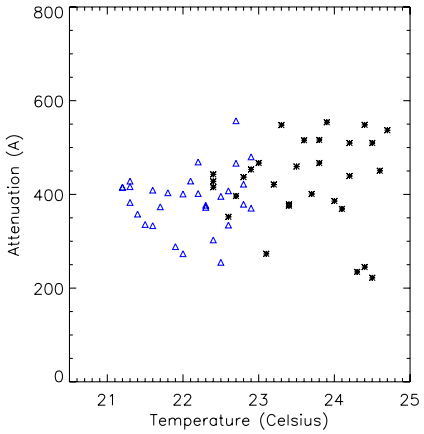

Fig. 11. Stability of the attenuation with respect to the temperature. Experiment 1 (2) data is drawn in blue triangle (black star) symbols.

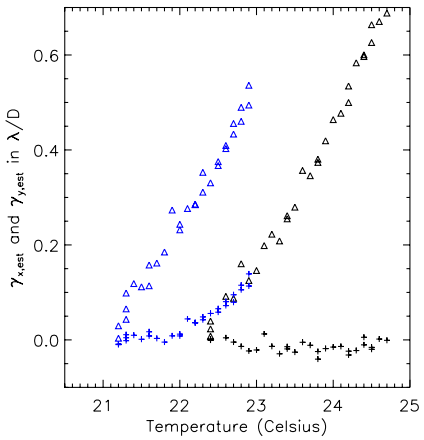

Fig. 12. Position of the detector in λ/D. In y direction: triangles. In x direction: crosses. Same conditions as Fig. 10.

Table 8. Median value of the attenuation A and of the deduced residual tip-tilt errors for two experiments.

Median value	Attenuation (A)	$(T^2_{x,\mathrm{est}} + T^2_{y,\mathrm{est}})^{1/2}$
Exp 1	400.9	6.7×10^{-2}
Exp 2	439.2	6.4×10^{-2}

(Fig. 12). During the experiments, the detector drifted compared to the coronagraph axis by more than 0.6 λ/D (4 pixels) in the y direction for an increase of 2 °C. If not compensated for in the closed-loop, this large excursion would have completely biased the estimation of the tip-tilt errors, thereby decreasing the attenuation level.

To compare these experimental results with the expected performance simulated in Sect. 3, we need to estimate the WFE level for our experiments. The wavefront metrology of the bench made with a commercial Shack-Hartmann sensor and recorded a few weeks before the experiments were giving WFE between 30 ($\lambda/20$) and 40 nm ($\lambda/16$). We also checked by simulations that the highest attenuation reached (550) is compatible with these values. We have shown by numerical simulations that for a WFE ϕ rms = 40 nm ($\lambda/20$ for the simulation) and an initial tip-tilt errors between −0.4 and 0.4 λ/D, we were able to reduce the tip-tilt errors down to $2.5 \times 10^{-2}\lambda/D$. On the bench, the control loop decreases a drift variation of the order of 1.5 λ/D to a median error less than $6.5 \times 10^{-2}\lambda/D$. Remember that this value is an upper limit. Indeed, the other high-order aberrations affect the recorded images and may partly or completely set the level of the attenuation. In this case, Eq. (8) used to estimate the tip-tilt errors cannot be directly applied. The developed simulation was essentially focused on studying the best algorithm on images not affected by noise or WFE fluctuations. Adding photon noise, readout noise, flat-field noise, and aberration variations must also change the numerical results. In our simulation, we also studied the measurement of the tip-tilt separately upstream of the coronagraph and of the shift between the coronagraph and the detector. Doing them at the same time certainly slightly decreases the performance of the control loop. More numerical studies are needed to confirm this point.

6. Discussion

Both numerical and laboratory studies use monochromatic light. Since the estimation of upstream tip-tilt errors uses only the central area of I_c, it can certainly be extended to a finite spectral bandwidth. From simulation, we find that Eqs. (9) and (10) are valid for any wavelengths but they change the coefficient β. For a very broad spectral range, limitations may arise from the large dispersion of the diffraction pattern compared to the limited size of the central area S. In this case, achromatic FQPM also need to be used (Mawet et al. 2006; Galicher et al. 2011), but chromatic limitations of the coronagraph must also be taken into account. For the same reason, the impact of coronagraph defects on our tip-tilt estimation needs to be more precisely studied. However, the light that leaks through the coronagraph from these defects adds up to the image as a diffracted spatial structure. It can be partly removed when subtracting I_{cr} but will certainly limit the precision of the estimation in the same way as the high-order WFE errors does. This could explain the lower performance obtained with our experimental bench than with the numerical simulations. We expect the same behaviour, considering central obscuration of the pupil (VLT) or complex pupil geometry (JWST), and this should be verified by numerical simulations. Preliminary simulations also show that our solution can also be applied to other type of phase mask coronagraphs (Dual Zone, vortex coronagraph, Soummer et al. 2003; Mawet et al. 2005). The detailed behaviour of the tip-tilt estimation with these coronagraphs remains to be studied.

The downstream tip-tilt estimation will be only affected by the spectral bandwidth. For a wide spectral range the speckle correlation peak will be enlarged with a lower contrast. Qualitative laboratory tests with both upstream and downstream tip-tilt corrections using a spectral resolution of 16 were also carried out and showed similar behaviour than monochromatic case.

7. Conclusion

In this paper, we have proposed a new method of estimating the tip-tilt errors upstream and downstream of the focal plane mask of a coronagraph by only using the scientific coronagraphic images. The estimation of the upstream errors is based on the computation of intensity differences in x and y directions, splitting

in four quadrants the central part of the coronagraphic image. We used a numerical model to determine the dependence of the intensity differences empirically on the upstream pupil tip and tilt modes for an FQPM coronagraph. In the case of a WFE with no higher terms than tip-tilt, we found the laws that drives the coupling between the intensity differences in x and y directions. We thus derived the estimators of tip-tit errors. Higher order terms induce slightly asymmetric speckle pattern in focal plane, and the tip and tilt estimation is affected by such an error. Nevertheless, we demonstrated by numerical simulations that using this law, even with the presence of high-order WFE, we are able to estimate and to compensate for in a few iterations tip and tilt upstream of the coronagraph with a $1.3 \times 10^{-2}\ \lambda/D$ accuracy for 20 nm rms WFE ($\lambda/40$) and $2.5 \times 10^{-2}\ \lambda/D$ for 40 nm rms ($\lambda/20$). Such a performance is required for the planet imager systems under development as SPHERE, and MIRI/JWST. Our method should be directly applicable to them. The attenuation brought by the coronagraph can be improved most often by the tip-tilt compensation when compared to the initial reference image corresponding to the best alignment.

We also show that the tip-tilt errors downstream of the focal plane mask can bias the upstream tip-tilt error estimation, because they induce a shift of the detector array with respect to the coronagraph axis. We then proposed to estimate the downstream errors measuring the correlation of the speckles in a ring around the centre of the coronagraphic images. We demonstrated from our numerical simulations that we can estimate the detector position with $10^{-2}\ \lambda/D$ accuracy.

We applied the two methods on our laboratory bench to control the tip-tilt errors upstream and downstream of the focal plane mask at the same time, using the coronagraphic image with no additional channel. We succeeded in stabilizing the beam on the focal plan mask with accuracy much better than $6.5 \times 10^{-2}\lambda/D$. The performance is mostly limited by high-orders of the WFE.

This tip-tilt control technique is now operational on our high-contrast optical imaging bench (Mas et al. 2010), and it will be running in parallel with the speckle suppression technique called self-coherent camera (Galicher et al. 2008).

Appendix A

All variables used in this paper are defined in Table A.1.

Table A.1. List of the variables used in this paper.

Variables	
A	Coronagraphic attenuation peak
C	Image correlation between $I_{\rm cs}$ and $I_{\rm cr}$
D	Telescope diametre
$I_{\rm c}$	Intensity of the coronagraphic image
$I_{\rm cr}$	Intensity of the coronagraphic reference image corresponding to the best attenuation
$I_{\rm cs}$	Intensity of the shifted coronagraphic image
I_i	Normalized integrated intensity in each quadrant Q_i
$I_{\rm nc}$	Intensity of the non coronagraphic image
L	Lyot stop
M	Focal mask
Q_i	Quadrants in the central area S of the coronagraphic image
R	Ratio $\frac{T_x}{T_y}$
S	Central area of the coronagraphic image
T_x (T_y)	x-tilt (y-tilt) upstream of the coronagraph
$T_{x,m}$ and $T_{y.m}$	Command applied on the tip-tilt mirror
α, β	Multiplicative coefficients defined by numerical simulation
Γ	Ring-shape mask
γ_x (γ_y)	Shift of the detector in x (y) direction
$\gamma_{x,\rm est}$ ($\gamma_{y,\rm est}$)	Estimated shift of the detector in x (y) direction
ΔI_x (ΔI_y)	Intensity difference in x (y) direction in the central area S
$\Delta I_{x,r}$ ($\Delta I_{y,r}$)	Intensity difference in x (y) direction in the central area of the coronagraphic reference image ($\phi \neq 0$)
Δ_x (Δ_y)	Eqs. (11) and (12)
λ	wavelength
ϕ	Wavefront error (WFE)
ψ'	Monochromatic electric field upstream of the coronagraph
ψ	Monochromatic electric field downstream of the coronagraph
ξ, ν	Spatial coordinates in the entrance pupil

Appendix B

We develop the formalism and explain the method to derive estimators $T_{x,\rm est}$ and $T_{y,\rm est}$. We start by recalling the expression of ΔI_x and ΔI_y:

$$\frac{\Delta I_x}{\beta} = T_x^3 + \alpha T_x T_y^2, \tag{B.17}$$

$$\frac{\Delta I_y}{\beta} = T_y^3 + \alpha T_y T_x^2, \tag{B.18}$$

where T_x and T_y are the tip-tilt errors. α and β are coefficients determined by numerical simulations by analysing the behaviour of ΔI_x and ΔI_y in the function of T_x and T_y. The rigorous justification of this relation is postponed to a forthcoming paper. To determine α, we consider the case with $\phi = 0$ and $T_x \gg T_y$: $T_{x_1} = 0.4\lambda/D$ and $T_{y_1} = 10^{-6}\lambda/D$, for instance. We can derive α from the corresponding measured values of ΔI_{x_1} and ΔI_{y_1} by

$$\alpha = \frac{T_{x_1}}{T_{y_1}} \frac{\Delta I_{y_1}}{\Delta I_{x_1}}. \tag{B.19}$$

For an FQPM, we find $\alpha = 4$. To determine β, we set $\phi = 0$ and $T_y = 0$, we scan different values for T_{x_2} from $-\lambda/D$ to λ/D (here, 40 values). Since there is no WFE, hence no additional y-tilt, $\frac{\Delta I_{x_2}}{\beta} = T_{x_2}^3$ and $\frac{\Delta I_{y_2}}{\beta} = 0$ (Eqs. (B.17) and (B.18)). For each T_{x_2}, we measure ΔI_{x_2}. As a result, we get β as the slope of ΔI_{x_2} versus T_{x_2}. For $T_x > 0.4\lambda/D$, the PSF is badly coronagraphied. In a realistic case, we avoid such a relatively large tip. We then find $\beta = 0.59$ corresponding to $T_x < 0.4\lambda/D$.

To estimate the tip tilt errors from the measurements, we first have to inverse Eqs. (11) and (12). If T_y is not nought, we derive this expression with respect to $R = T_x/T_y$

$$\Delta_x = \left(R^3 + 4R\right) T_y^3, \tag{B.20}$$

$$\Delta_y = \left(1 + 4R^2\right) T_y^3. \tag{B.21}$$

It can also be written as

$$R^3 - 4R^2 \frac{\Delta_x}{\Delta_y} + 4R - \frac{\Delta_x}{\Delta_y} = 0, \tag{B.22}$$

where R is determined as the solution of this equation. We then derive the general expressions of $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$:

$$T_{x,\mathrm{est}} = \left(R^2 \frac{\Delta_x}{(R^2+4)}\right)^{1/3} \tag{B.23}$$

$$T_{y,\mathrm{est}} = \left(\frac{\Delta_y}{(1+4R^2)}\right)^{1/3}. \tag{B.24}$$

The estimators depend on the value of R.

We represent the plot of Eq. (B.22) by the dotted line in Fig. B.1 for $\phi = 0$. This equation most often has a unique pure real solution R for a given ratio Δ_x/Δ_y, which is

$$R = -\frac{U}{3.2^{1/3}} + \frac{2^{1/3}\left(12 - 16\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2\right)}{3U} + \frac{4\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)}{3}, \tag{B.25}$$

with

$$\begin{aligned} U = \Bigg(& -128\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^3 + 3\sqrt{3} \\ & \times \sqrt{256\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^4 - 517\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2 + 256} \\ & + 117\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)\Bigg)^{1/3} \end{aligned} \tag{B.26}$$

$$\begin{aligned} U = \Bigg(& -128\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^3 + 3\sqrt{3} \\ & \sqrt{256\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^4 - 517\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2 + 256} \\ & + 117\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)\Bigg)^{1/3}. \end{aligned} \tag{B.27}$$

From Fig. B.1, we also see that, for $\frac{\Delta_x}{\Delta_y}$ around 1 or −1, the ratio R can have two or three solution values.

We manage the different cases as

– For $0.8 < |\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| < 1.1$, R can take two or three real values, all close to 1. In this case, we approximate the ratio R by taking $R = 1$. Then we deduce that the tip and tilt estimations are

$$T_{x,\mathrm{est}} = \left(\frac{\Delta_x}{5}\right)^{1/3}, \tag{B.28}$$

$$T_{y,\mathrm{est}} = \left(\frac{\Delta_y}{5}\right)^{1/3}. \tag{B.29}$$

– For $|\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| > 1.1$ and $|\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| < 0.8$, we have a unique pure real solution

$$T_{x,\mathrm{est}} = \left(\frac{R^2\Delta_x}{(R^2+4)}\right)^{1/3}, \tag{B.30}$$

$$T_{y,\mathrm{est}} = \left(\frac{\Delta_y}{(1+4R^2)}\right)^{1/3}. \tag{B.31}$$

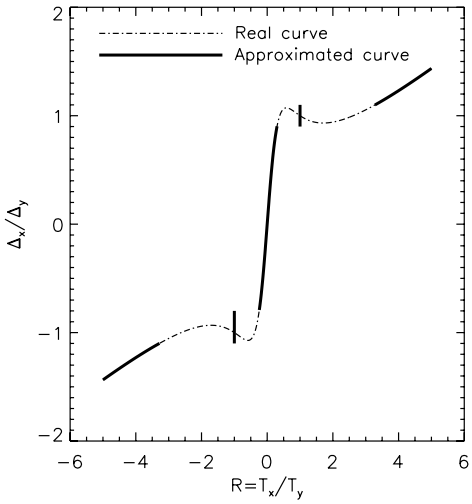

Fig. B.1. Dotted line Δ_x/Δ_y versus $R = T_x/T_y$ as in Eq. (B.22). Continuous curves: approximated behaviour. $\phi = 0$ nm rms.

– For $\Delta_y = 0$, the same expressions are valid replacing Δ_x by Δ_y (and inversely), R by $1/R$ and $T_{x,\mathrm{est}}$ by $T_{y,\mathrm{est}}$ (and inversely).
– In the case where Δ_x and Δ_y are both nought, $T_{x,\mathrm{est}}$ and $T_{y,\mathrm{est}}$ are also nought.

References

Abe, L., Dominiciano de Sousa, A., Jr., Vakili, F., & Gay, J. 2003, A&A, 400, 385
Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, SPIE Proc., 7014
Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, AdSpR, 36, 1099
Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, A&A, 488, L9
Galicher, R., Baudoz, P., & Baudrand, J. 2011, A&A, 530, A43
Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006, ApJ, 167, 81
Guyon, O., Matsuo, T., & Angel, R. 2009, ApJ, 693, 75
Lloyd, J. P., & Sivaramakrishnan, A. 2005, ApJ, 621, 1153
Lloyd, J. P., Gavel, D. T., Graham, J. R., et al. 2003, SPIE Proc., 4860, 171
Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, SPIE Proc., 7015
Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2006, ApJ, 647, 612
Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., & Baudrand, J. 2010, SPIE Proc., 7735
Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, ApJ, 633, 1191
Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., et al. 2006, A&A, 448, 801
Perrin M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., & Graham, J. R. 2003, ApJ, 596, 702
Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 112, 1479
Rouan, D., Riaud, P., & Baudrand, J. 2002, European Southern Observatory Conference and Workshop Proc., 58, 193
Shaklan, S. B., & Green, J. J. 2005, ApJ, 628, 474
Sivaramakrishnan, A., & Oppenheimer, B. R. 2006, ApJ, 647, 620
Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Sivaramakrishan, A. V., et al., 2005, ApJ, 634, 1416
Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Pueyo, L., Wallace, J. K., & Shao, M. 2008, ApJ, 688, 701
Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003, ESA Spec. Publ., 539, 599
Tyler, G. L., & Fried, D. L. 1982, JOSA, 72, 804
Zimmerman, N., Oppenheimer, B. N., Hinkley, S., et al. 2010, ApJ, 709, 733

where R is determined as the solution of this equation. We then derive the general expressions of $T_{x,est}$ and $T_{y,est}$:

$$T_{x,est} = \left(R^2 \frac{\Delta_x}{(R^2+4)} \right)^{1/3} \quad (23)$$

$$T_{y,est} = \left(\frac{\Delta_y}{(1+4R^2)} \right)^{1/3} \quad (24)$$

The estimators depend on the value of R.

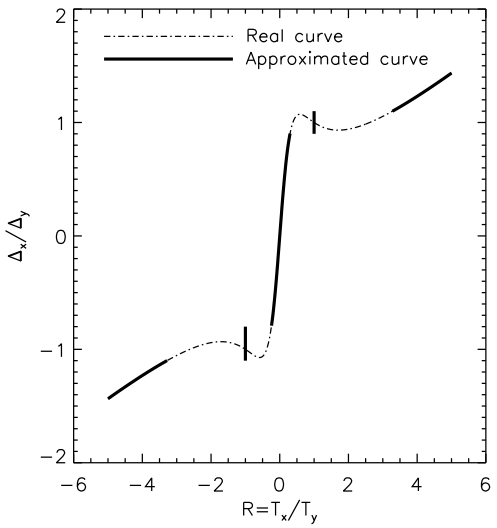

Fig. 13. *Dotted line Δ_x/Δ_y versus $R = T_x/T_y$ as in Eq. 22. Continuous curves: approximated behaviour. $\phi = 0$ nm rms.*

We represent the plot of Eq. 22 by the dotted line in Fig. 13 for $\phi = 0$. This equation most often has a unique pure real solution R for a given ratio Δ_x/Δ_y, which is

$$R = -\frac{U}{3.2^{1/3}} + \frac{2^{1/3}\left(12 - 16\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2\right)}{3U} + \frac{4\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)}{3}, \quad (25)$$

with

$$U = \Big(-128\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^3 + 3\sqrt{3} \sqrt{256\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^4 - 517\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2 + 256} + 117\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)\Big)^{1/3} \quad (26)$$

$$U = (-128\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^3 + 3\sqrt{3} \sqrt{256\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^4 - 517\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right)^2 + 256} + 117\left(\frac{\Delta_x}{\Delta_y}\right))^{1/3}. \quad (27)$$

From Fig. 13, we also see that, for $\frac{\Delta_x}{\Delta_y}$ around 1 or -1, the ratio R can have two or three solution values.

We manage the different cases as

- For $0.8 < |\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| < 1.1$, R can take two or three real values, all close to 1. In this case, we approximate the ratio R by taking $R = 1$. Then we deduce that the tip and tilt estimations are

$$T_{x,est} = \left(\frac{\Delta_x}{5}\right)^{1/3}, \quad (28)$$

$$T_{y,est} = \left(\frac{\Delta_y}{5}\right)^{1/3}. \quad (29)$$

- For $|\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| > 1.1$ and $|\frac{\Delta_x}{\Delta_y}| < 0.8$, we have a unique pure real solution

$$T_{x,est} = \left(\frac{R^2\Delta_x}{(R^2+4)}\right)^{1/3}, \quad (30)$$

$$T_{y,est} = \left(\frac{\Delta_y}{(1+4R^2)}\right)^{1/3}. \quad (31)$$

- For $\Delta_y = 0$, the same expressions are valid replacing Δ_x by Δ_y (and inversely), R by 1/R and $T_{x,est}$ by $T_{y,est}$ (and inversely).
- In the case where Δ_x and Δ_y are both nought, $T_{x,est}$ and $T_{y,est}$ are also nought.

References

Abe, L., Dominiciano de Sousa, A., Jr., Vakili, F., Gay, J., 2003, A&A, 400, 385-392
Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Wildi, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., and 33 coauthors, 2008, SPIE Proc, 7014
Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., Rouan, D., 2005, AdSpR, 36, 1099-1106
Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., 2008, A&A 488, L9-L12
Galicher, R., Baudoz, P., Baudrand, J., 2011, A&A, 530, A43
Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., Ridgway, S. T., 2006, ApJ, 167, 81-99
Guyon, O., Matsuo, T., Angel, R., 2009, ApJ, 693, 75-84
Lloyd, J. P., Gavel, D. T., Graham, J. R., Hodge, P. E., Sivaramakrishnan, A.; Voit, G. M., 2003, SPIE Proc, 4860, 171-181
Lloyd, J. P., Sivaramakrishnan, A., 2005, ApJ, 621, 1153-1158
Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., Doyon, R., Dunn, J., Gavel, D. T., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., and 6 coauthors, 2008. SPIE Proc, 7015
Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., Doyon, R., 2006, ApJ, 647, 612-619
Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., Baudrand, J., 2010, SPIE Proc, 7735
Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., Surdej, J., 2005, ApJ, 633, 1191-1200
Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., Baudoz, P., Boccaletti, A., Dupuis, O., Rouan, D., 2006, A&A, 448, 801-808
Perrin M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., Graham, J. R., 2003, ApJ, 596, 702-712
Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., Labeyrie, A., 2000, PASP, 112, 1479-1486
Rouan, D., Riaud, P., Baudrand, J., 2002, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, 58, 193-+
Shaklan, S. B., Green, J. J., 2005, ApJ, 628, 474-477
Sivaramakrishnan, A., et al., 2005, ApJ, 634, 1416-1422
Sivaramakrishnan, A., Oppenheimer, B. R., 2006, ApJ, 647, 620-629
Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Pueyo, L., Wallace, J. K., Shao, M., 2008, ApJ, 688, 701-708
Soummer, R., Dohlen, K., Aime, C., 2003, ESA Special Publication, 539, 599-603
Tyler, G. L., Fried, D. L., 1982, JOSA, 72, 804-808

Zimmerman, N., Oppenheimer, B. N., Hinkley, S., Brenner, D., . Parry, I. R., Sivaramakrishnan, A., Hillenbrand, L., Beichman, C., Crepp, J. R., Vasisht, G., Roberts, L. C., Burruss, R., King, D. L., Soummer, R., Dekany, R., Shao, M., Bouchez, A., Roberts, J. E., Hunt, S., 2010, ApJ, 709, 733-740

Je donne un complément à cet article et explique les étapes qui nous ont permis d'établir les expressions des estimateurs $T_{x,est}$ et $T_{y,est}$ des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en amont du coronographe. J'utilise le modèle instrumental de l'article.

IV.2.1 Estimation de l'erreur de tip-tilt en amont du coronographe

Je viens de montrer dans la partie IV.1.2 que l'erreur de tip-tilt a un impact sur l'intensité I_c de l'image coronographique. Une variation de cette erreur provoque une variation de la forme des speckles dans le plan focal (figure IV.1.3). Dans l'article présenté précédemment, j'établis l'expression des variations d'intensité ΔI_x, ΔI_y dans les directions X et Y dans la zone centrale de l'image coronographique I_c (zone d'une taille de $\frac{4\lambda}{D}$x$\frac{4\lambda}{D}$). Cette expression est déterminée dans le cas où il n'y a pas d'aberrations de phase et d'amplitude.

IV.2.1.1 Simulation sans erreur de phase ($\phi = 0$)

Je réalise une première simulation numérique pour voir comment évoluent ces variations d'intensité ΔI_x et ΔI_y en fonction de l'erreur de tilt T_x introduit dans la direction X en amont du coronographe. Je considère une phase nulle ($\phi = 0$). L'erreur de tilt T_y dans la direction Y est nulle. Je fais varier T_x entre 0 et 1 λ/D. Je cherche une première relation simple entre ΔI_x et T_x. La figure IV.2.1 repésente $\Delta I_x/\beta$ (courbe noire en trait continu), $\Delta I_y/\beta$ (courbe verte horizontale en tirets) et T_x^3 (courbe rouge en tirets-pointillés) en fonction de l'erreur de tilt T_x introduit. β est un coefficient de proportionnalité défini empiriquement par simulations numériques. Une erreur de tip-tilt dans la direction X en amont du coronographe ne modifie pas

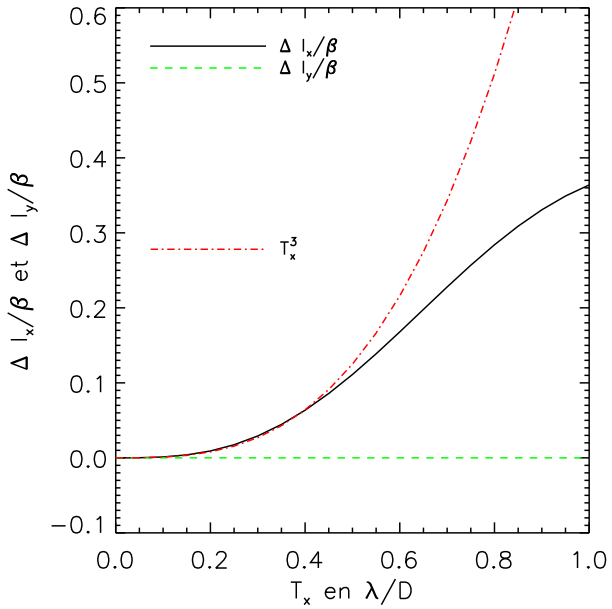

FIGURE IV.2.1 – *Variations d'intensité $\Delta I_x/\beta$ et $\Delta I_y/\beta$ en fonction de l'erreur de tilt T_x introduite. $\phi_0 = 0$ nm rms. T_x varie entre 0 et 1 λ/D. β est un coefficient de proportionnalité défini empiriquement par simulations numériques.*

la variation d'intensité ΔI_y dans la direction Y. Pour une erreur de tilt T_x comprise entre 0 et 0,5 λ/D, on a une relation entre ΔI_x et T_x :

$$\frac{\Delta I_x}{\beta} \simeq T_x^3 \tag{IV.2.1}$$

En considérant $T_x = 0$ et T_y variant entre 0 et 1 λ/D, je trouve les mêmes résultats.

Dans le cas où on ne connait pas l'erreur de tip-tilt en amont du coronographe, on peut trouver une première estimation de cette erreur notée $T_{x,est}$ et $T_{y,est}$ à partir de l'image coronographique :

$$T_{x,est} = \left(\frac{\Delta I_x}{\beta}\right)^{1/3} \tag{IV.2.2}$$

$$T_{y,est} = \left(\frac{\Delta I_y}{\beta}\right)^{1/3} \tag{IV.2.3}$$

Je réalise une deuxième simulation. Je considère une phase nulle ($\phi = 0$). Cette fois, je considère une erreur de tip-tilt $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$. L'erreur de tip-tilt T_x varie toujours entre 0 et 1 λ/D. Je donne dans le tableau IV.2.1 les valeurs de $\Delta I_x/\beta$, $\Delta I_y/\beta$ dans le cas où $T_y = 0$ et $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$. Je compare ces valeurs à T_x^3. On remarque que pour $T_y = 0{,}2\lambda/D$ la relation de

	$T_y = 0$		$T_y = 0{,}2\,\lambda/D$		
T_x	$\frac{\Delta I_x}{\beta}$	$\frac{\Delta I_y}{\beta}$	$\frac{\Delta I_x}{\beta}$	$\frac{\Delta I_y}{\beta}$	T_x^3
0	0	0	0	9e-3	0
0.05	1,5e-4	0	9e-3	1,1e-2	1,2e-4
0.1	1,2e-3	0	1,9e-2	1,8e-2	1e-3
0.4	6,5e-2	0	1,3e-1	1,37e-1	6,4e-2

TABLE IV.2.1 – *Variations d'intensité ΔI_x, ΔI_y pour $T_x = [0; 0{,}05; 0{,}1; 0{,}4]$ (λ/D), $T_y = 0$ et $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$. $\phi = 0$.*

l'équation IV.2.1 n'est plus valable et donc, les estimateurs donnés dans les équations IV.2.2 et IV.2.3 ne sont plus valables dans ce cas. Je trouve empiriquement par simulations numériques une nouvelle relation entre ΔI_x, ΔI_y, T_x et T_y :

$$\frac{\Delta I_x}{\beta} = T_x^3 + 4T_x.T_y^2 \tag{IV.2.4}$$

$$\frac{\Delta I_y}{\beta} = T_y^3 + 4T_y.T_x^2 \tag{IV.2.5}$$

Je trace, sur la figure IV.2.2, $\Delta I_x/\beta$ (courbe noire en trait continu), $\Delta I_y/\beta$ (courbe verte en tirets), $T_x^3 + 4T_x.T_y^2$ (courbe bleue en trait continu), $T_y^3 + 4T_y.T_x^2$ (courbe bleu ciel en tirets) et T_x^3 (courbe rouge en tirets-pointillés).

Les relations données par les équations IV.2.4 et IV.2.5 sont valables pour T_x variant entre 0 et 0,5 λ/D. En revanche, pour des erreurs de tip-tilt supérieures à 0,5 λ/D ces relations ne sont plus valables, il faudrait alors chercher d'autres termes polynomiaux d'ordre supérieur. Cependant, pour ces erreurs de tip-tilt, le faisceau n'est plus du tout centré sur le masque coronographique. Si de telles erreurs sont observées sur le banc THD, nous réalignons la source et le coronographe.

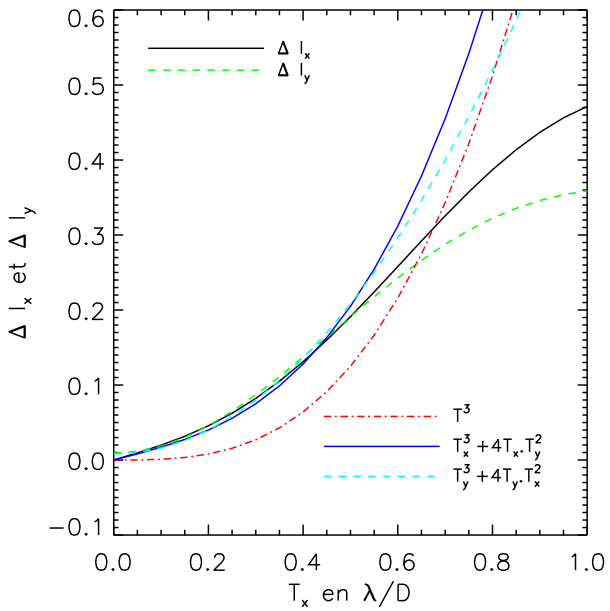

FIGURE IV.2.2 – *Variations d'intensité $\Delta I_x/\beta$ (courbe noire en trait continu) et $\Delta I_y/\beta$ (courbe verte en tirets), $T_x^3 + 4T_x.T_y^2$ (courbe bleue en tirets-pointillets), $T_y^3 + 4T_y.T_x^2$ (courbe bleu ciel en tirets) et T_x^3 (courbe rouge en tirets-pointillés) en fonction de l'erreur x-tilt T_x introduite. $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$. $\phi_0 = 0$ nm rms.*

IV.2.1.2 Simulation avec une erreur de phase ($\phi \neq 0$)

Dans un cas plus réaliste, la phase ϕ n'est pas nulle. Je réalise une troisième simulation dans laquelle ϕ = 20 nm rms. Je souhaite estimer le tip-tilt que j'introduis sans être gênée par le tip-tilt de la phase ϕ. Pour cela, je soustrais le tip-tilt de la phase. La valeur rms de la phase n'est plus 20 mais 18,6 nm rms. Je considère cette phase ϕ = 18,6 nm rms dans la suite. Je définis l'image de référence $I_{c,r}$ correspondant à la meilleure atténuation du coronographe (équation I.2.11). Je calcule ΔI_x et ΔI_y des images coronographiques et note $\Delta I_{x,r}$ et $\Delta I_{y,r}$ les variations d'intensité correspondant à l'image coronographique de référence $I_{c,r}$. Je définis alors deux nouvelles variations Δ_x et Δ_y :

$$\Delta_x = \frac{\Delta I_x - \Delta I_{x,r}}{\beta} \tag{IV.2.6}$$

$$\Delta_y = \frac{\Delta I_y - \Delta I_{y,r}}{\beta} \tag{IV.2.7}$$

Je vérifie que l'on peut appliquer les équations IV.2.4 et IV.2.5 à Δ_x et Δ_y. Je considère T_x variant entre 0 et 1 λ/D et $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$. Je trace Δ_x et Δ_y en fonction de T_x (figure IV.2.3, courbes noire en trait continu et verte en tirets, respectivement). Je trace sur ce même graphique $T_x^3 + 4T_x.T_y^2$ (courbe bleue en trait continu) et $T_y^3 + 4T_y.T_x^2$ (courbe bleu ciel en tirets). Aux vues des courbes de la figure IV.2.3, nous pouvons dire que pour des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en amont du coronographe inférieures à $0{,}5\,\lambda/D$, nous pouvons appliquer les équations IV.2.4 et

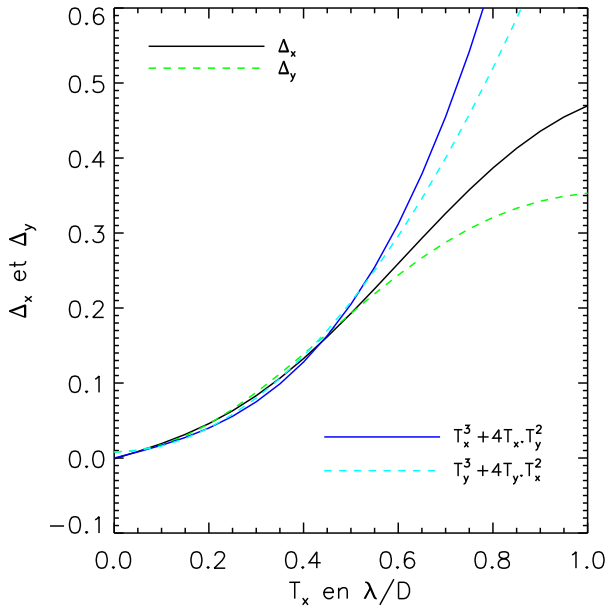

FIGURE IV.2.3 – Δ_x *(courbe noire en trait continu),* Δ_y *(courbe verte en tirets),* $T_x^3 + 4T_x.T_y^2$ *(courbe bleue en trait continu) et* $T_y^3 + 4T_y.T_x^2$ *(courbe bleu ciel en tirets) en fonction de l'erreur de tip-tilt* T_x *en amont du coronographe.* $T_y = 0{,}2\,\lambda/D$*,* $\phi = 20$ *nm rms.*

IV.2.5 à Δ_x et Δ_y :

$$\Delta_x \simeq T_x^3 + 4T_x.T_y^2 \tag{IV.2.8}$$

$$\Delta_y \simeq T_y^3 + 4T_y.T_x^2 \tag{IV.2.9}$$

En laboratoire, nous ne souhaitons pas avoir des erreurs de tip-tilt supérieures à $0{,}5\,\lambda/D$. Si cela se produit, nous réalignons le banc.

IV.2.2 Comparaison des valeurs mesurées et calculées de Δ_x

Dans cette section, je compare les valeurs de Δ_x mesurées à partir de la variation d'intensité de l'image I_c (équation IV.2.6) et de Δ_x calculées à partir des erreurs de tip-tilt T_x et T_y (équation IV.2.8). Les étapes suivies dans cette simulation sont les suivantes :

- Je fixe un niveau à l'erreur de phase $\phi = [0, 5, 10, 20]$ nm rms.
- Pour chaque niveau de la phase, je réalise une centaine de tirages aléatoires de la phase.
- Pour chaque tirage aléatoire de la phase, je soustrais le tip-tilt de la phase. J'obtiens des niveaux moyens de phase $\phi = [0;\ 4{,}7;\ 9{,}5;\ 19]$ nm rms.
- Pour chaque tirage aléatoire de la phase, je considère des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en amont du coronographe comprises entre -0,4 et 0,4 λ/D (la valeur est déterminée par un tirage aléatoire).

Le graphique de la figure IV.2.4 représente la variation d'intensité calculée à partir des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en fonction de la variation d'intensité mesurée à partir de la variation d'intensité dans l'image coronographique. On obtient le même résultat dans la direction Y. Pour tous les tirages de phase ϕ, pour chaque couple d'erreur (T_x, T_y) en amont du coronographe, la

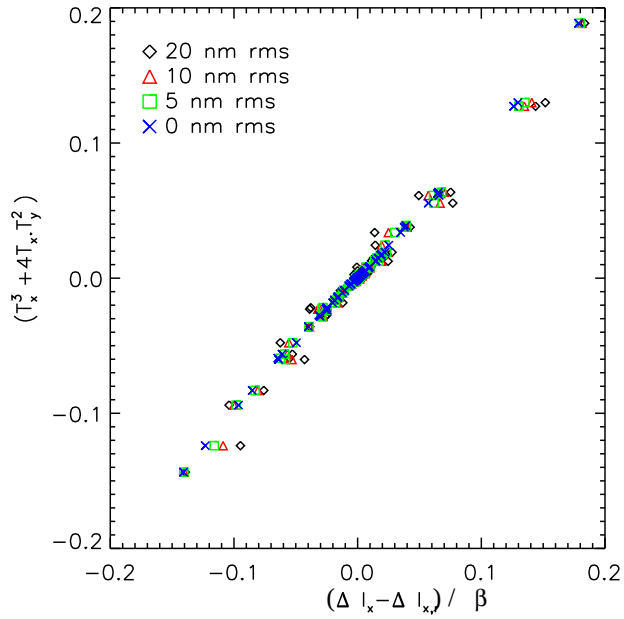

FIGURE IV.2.4 – *Variation d'intensité calculée à partir des erreurs de tip-tilt T_x et T_y en fonction de la variation d'intensité mesurée sur l'image coronographique.*

variation d'intensité Δ_x calculée est proche de la variation d'intensité mesurée. Je vérifie ainsi empiriquement les équations IV.2.8 et IV.2.9.

Conclusion

Bilan et résultats

Les méthodes de détection d'exoplanètes ont déjà permis d'observer plus de 700 exoplanètes. L'imagerie directe combine différentes techniques afin d'extraire l'information de l'image d'un compagnon en plan focal. Des techniques de hautes résolutions permettent de corriger les aberrations dynamiques (dans le cas de télescopes terrestres) qui perturbent le front d'onde incident. Le haut contrast permet, dans un second temps d'atténuer le flux stellaire. En ajoutant des techniques d'imageries différentielles, il est possible de distinguer d'un champ de speckles l'image d'un compagnon proche d'une étoile très brillante.

La SCC est un instrument dédié à l'imagerie directe d'exoplanètes et peut être utilisée comme analyseur de surface d'onde en plan focal afin de réduire les speckles dans l'image. Elle est associée à un coronographe (à quatre quadrants dans ma thèse). Le diaphragme de Lyot est modifié, une voie de référence est ajoutée. L'estimation du front d'onde se fait à partir de l'image en plan focal des speckles frangés. En utilisant un miroir déformable situé avant le masque focal, il est possible de corriger en boucle fermée les speckles résiduels. Les lumières stellaire et du compagnon étant incohérentes, l'image du compagnon en plan focal n'est pas frangée. La SCC présente donc l'avantage d'estimer le front d'onde et l'image du compagnon directement à partir de l'image finale de science. Il n'y a alors pas d'aberration non commune.

Pendant ma thèse, j'ai établi le modèle de formation d'images SCC dans le cadre des faibles phases et faibles défauts d'amplitude. J'ai proposé un estimateur linéaire de la phase et de l'amplitude en amont du masque focal à quatre quadrants. J'ai ensuite développé un code sous IDL afin d'implanter le modèle de formation d'images avec la SCC et de réaliser des simulations permettant d'estimer des erreurs de phase et d'amplitude. Ces simulations ont permis d'étudier numériquement les performances de la SCC utilisée comme analyseur de surface d'onde. J'ai alors reproduit un cas proche du banc THD afin de prévoir les phénomènes observés lors des expériences. Une partie importante du travail de simulation a été de déterminer une matrice d'interaction proche de celle réalisée sur le banc THD, en prenant en compte la forme typique des fonctions d'influence des actionneurs du miroir déformable et les effets du coronographe et de la SCC. L'étude numérique menée permet de voir l'impact de la taille de la voie de référence et de celle du diaphragme de Lyot sur la correction du front d'onde. Ainsi, en simulations numériques, pour des erreurs de phase de l'ordre de 20 nm rms et des erreurs d'amplitude de l'ordre de 1%, le contraste obtenu en plan focal entre 4 et 11 λ/D_L est meilleur que 10^7 après correction du front d'onde.

Parallèlement à cette étude numérique, j'ai participé à l'intégration du banc THD en laboratoire. Lors de ma thèse j'ai intégré et testé la SCC en tant qu'analyseur de surface d'onde. Une première partie du travail expérimental a été d'intégrer les miroirs déformables et de développer les codes sous le logiciel LabVIEW pour les piloter. Nous avons commencé les expérimentations en utilisant un miroir déformable électrostatique de la société OKO constitué de 37 actionneurs. Avec ce miroir déformable j'ai validé expérimentalement la mesure de phase avec la SCC. Nous avons ensuite intégré le miroir déformable électrostatique de la société Boston Micromachines

constitué de 32x32 actionneurs. Avec ce miroir déformable nous sommes parvenus à corriger soit la phase uniquement, soit la phase et l'amplitude simultanément en amont du coronographe. En utilisant le banc THD en lumière monochromatique dans le rouge, nous avons atteint des contrastes de l'ordre de 10^6 entre 5 et 11 λ/D_L.

Les dérives mécaniques observées sur le banc THD pendant les expériences nous ont conduit à analyser cette problématique et à proposer des solutions pour la mise en oeuvre de l'estimation de la phase avec la SCC. J'ai dû tout d'abord effectuer différents tests pour identifier les éléments du banc sensibles à la variation thermique à l'intérieur de la salle. Après avoir mesuré un mouvement de la source et du détecteur par rapport au masque focal choisi comme référence, nous avons étudié l'impact de ces erreurs de tip-tilt en amont et en aval du coronographe. J'ai développé une méthode permettant d'estimer les erreurs de tip-tilt à partir de la variation d'intensité de l'image coronographique causée par le tip-tilt. Avec cette méthode je parviens, en simulations numériques, à estimer le tip-tilt avec une précision de l'ordre de $10^{-2}\lambda/D$ dans le cas d'aberrations de phase de l'ordre de 20 nm rms. Nous avons appliqué cette méthode sur le banc THD et avons utilisé le miroir tip-tilt en boucle fermée pour corriger ces erreurs de tip-tilt et stabiliser le faisceau sur le masque coronographique. Nous avons alors réussi à stabiliser le faisceau avec une précision meilleure que $6{,}5.10^{-2}\lambda/D$. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy and Astrophysics*

Perspectives

Sur le banc THD

Afin d'améliorer l'estimation du front d'onde, il est nécessaire d'optimiser les algorithmes d'estimation de la phase et de l'amplitude. Dans ce manuscrit, je me suis concentrée sur la correction de la phase et de l'amplitude à partir d'une estimation dans le plan pupille. L'objectif de l'imagerie haute dynamique étant de minimiser les speckles, il serait intéressant d'estimer et de corriger non pas le front d'onde mais l'amplitude complexe dans le plan focal.

Pendant ma thèse, nous avons testé la SCC en tant qu'analyseur de surface d'onde en lumière monochromatique. Une deuxième source hors axe est maintenant installée sur le banc afin de simuler un compagnon et de tester le deuxième mode de la SCC qui consiste à détecter l'image en plan focal d'un compagnon. Un développement est de rendre la SCC polychromatique en plaçant une source blanche à la place du laser en entrée du banc. Les franges observées en plan focal seront alors brouillées. Pour pallier à ce problème, une solution envisagée est d'utiliser un IFS (Integral Field Spectrometer). En sortie de cet instrument, on obtient une image frangée du champ de speckles dans plusieurs longueurs d'onde simultanément. Dans ce cadre, il est indispensable d'utiliser un coronographe achromatique. Une solution est d'utiliser un coronographe à masque de phase à quatre quadrants à étages multiples. Ce coronographe est constitué de trois masques focaux optimisés pour des longueurs d'onde différentes.

Une autre solution pour minimiser le chromatisme de la SCC serait d'ajouter plusieurs références dans le plan du diaphragme de Lyot (3 ou 4 références seraient ajoutées en fonction de la place dans ce plan pupille). En effet, en lumière polychromatique, les franges se brouillent plus rapidement dans la direction perpendiculaire aux franges. En mettant deux références à 90 degrés l'une de l'autre, une des références va permettre de franger les speckles dans une direction alors que l'autre donnera des franges brouillées et réciproquement. En utilisant le système de franges introduit par la première référence, il est possible d'estimer la phase qui crée les speckles dans la première direction. De même pour la deuxième référence, on peut estimer la phase qui crée les speckles dans la deuxième direction.

Pour la SCC

Une perspective est d'étudier en détails les performances de la SCC en présence d'un résidu d'optique adaptative sur un instrument d'imagerie à haut contraste comme SPHERE sur le VLT ou EPICS pour l'E-ELT. Le but final est évidemment d'utiliser la SCC sur ciel depuis le sol avec SPHERE ainsi que depuis l'espace sur un instrument comme SPICES.

Annexes

Annexe IV.A

Liste des publications

Revues à comité de lecture

- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., **Mas, M.**, 2010. Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor : simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 509, A31+.

- **Mas, M.**, Baudoz, P, Rousset, G., Galicher, R., 2012. Tip-tilt estimation and correction using FQPM coronagraphic images. *Astronomy and Astrophysics*, 539, A126 .

Actes de conférences

- **Mas, M.**, Baudoz, P., Galicher, R., Rousset, G., Baudrand, J., Coton, C., Assémat, F., 2010. Status of the LESIA High Contrast Bench development in the framework of the E-ELT. *Proceedings of the conference AO4ELT*. Paris, France.

- **Mas, M.**, Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., Baudrand, J., 2010. Self-Coherent Camera : first results of a high contrast imaging bench in visible light. *Proceedings of the conference SPIE*. San Diego, USA.

- **Mas, M.**, Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., 2010. Accurate wavefront sensing in focal plane : laboratory and numerical results. *In the spirit of Lyot*. Paris, France.

- Baudoz, P., **Mas, M.**, Galicher, R., Rousset, G., 2010. The Self-Coherent Camera : a focal plane sensor for EPICS ? *Proceeding of the conference AO4ELT*. Paris, France.

- Baudoz, P., **Mas, M.**, Galicher, R., Rousset, G., 2010. Focal plane wavefront sensor sensitivity for ELT planet finder. *Proceedings of the conference SPIE*. San Diego, USA.

Annexe IV.B

Proceeding SPIE 2010, San Diego Mas, R., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., Baudrand, J., 2010

Self-Coherent Camera: first results of a high contrast imaging bench in visible light

Marion Mas[a], Pierre Baudoz[a], Gérard Rousset[a], Raphaël Galicher[b], Jacques Baudrand[a].

[a] Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), CNRS, Observatoire de Paris, 5, place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.
[b] Laboratoire Univers et Théorie (LUTH), CNRS, Observatoire de Paris, 5, place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.

ABSTRACT

Extreme adaptive optics and coronagraphy are mandatory for direct imaging of exoplanets. Quasi-static aberrations limit the instrument performance producing speckle noise in the focal plane. We propose a Self-Coherent Camera (SCC) to both control a deformable mirror that actively compensates wavefront error, and calibrate the speckle noise. We create a reference beam to spatially modulate the coronagraphic speckle pattern with Fizeau fringes. In a first step, we are able to extract wavefront aberrations from the science image and correct for them using a deformable mirror. In a second step, we apply a post-processing algorithm to discriminate the companion image from the residual speckle field.
To validate the instrumental concept, we developed a high contrast imaging bench in visible light. We associated a SCC to a four quadrant phase mask coronagraph and a deformable mirror (DM) with a high number of actuators (32x32 Boston Michromachines MEMS). We will present this bench and show first experimental results of focal plane wavefront sensing and high contrast imaging. The measurements are compared to numerical simulations.

Keywords: instrumentation, high contrast imaging, high angular resolution, exoplanet, wavefront correction.

1. INTRODUCTION

Different techniques are used to characterize exoplanets. Radial velocity provides the minimum mass and orbital parameters of exoplanets studying the host star motions. Transits estimate the radius of a few planets orbiting very close to their star (a fraction of astronomical unit). For some of them, they also provide spectral informations, which helps characterizing their atmospheres. For further planets (more than a few AU) direct imaging is required. Nevertheless this technic is limited by two effects: the very high contrast (10^4 to 10^{10}) and the small angular separation (a fraction of arcsec) between the host star and its planet. A solution is to combine coronagraphy to an extreme adaptive optic system.
In the framework of the future European Extremely Large Telescope, new instrumental concepts are necessary to improve the sensitivity of the telescope down to rocky planets. Coronagraphs reduce stellar light but their performance is limited by aberrations, which induce speckles on the detector plane. The image of the companion is then lost in this speckle field. Differential imaging can be use to calibrate this speckle noise.[1] However, this is limited by static and differential aberrations of the optical system.[2] A more efficient solution is to first correct for the aberrations with a deformable mirror and then calibrate the residuals by such differential imaging. In that way, we propose to use a post coronagraphic method called the Self-Coherent Camera (SCC).[3] The principle has already been tested by numerical simulations.[4,5] At this time, we are working on an experimental high contrast imaging testbed to validate the SCC performance. In this paper, we first recall the principle and the formalism of the SCC in section 2. In section 3, we explain the calculation of the DM control matrix and we present results from numerical simulation. In section 4 we introduce the optical test bench. In section 5, we present preliminary results of wavefront estimation with the SCC coupled with deformable mirrors and a four quadrant phase mask coronagraph (FQPM).[6]

E-mail: marion.mas@obspm.fr, Phone number: +33 (0)1 45 07 75 12

2. SCC PRINCIPLE

In this section we present the principle of the SCC. As explained in the introduction, aberrations induce speckles on the detector plane and then limit the coronagraph performance. The SCC concept is designed to overcome this speckle noise. A scheme of the principle is presented in Figure 1. Stellar light focuses on the coronagraphic mask in the first focal plane and is rejected outside of the geometrical pupil in the following pupil plane. A diaphragm (classical Lyot stop) stops this diffracted stellar light and defines the image channel. However a small part of the stellar energy goes through this channel because of phase and amplitude aberrations. As the companion is off axis, its image is not affected by the coronagraph, hence, all its energy passes through the image channel. To create the SCC reference pupil, we add a small hole in the Lyot stop plane. As the sole stellar light is diffracted by the focal coronagraphic mask, only stellar light goes through the reference channel. The two channels are recombined in a Fizeau scheme and spatial fringes are recorded on the detector. The reference light (stellar light) is only coherent with the residual stellar light of the image channel, but incoherent with the companion light. Thus, only the residual speckles are fringed and then encoded whereas the companion image is not. We call science image the image recorded by the detector. There are two ways to use the encoded image.

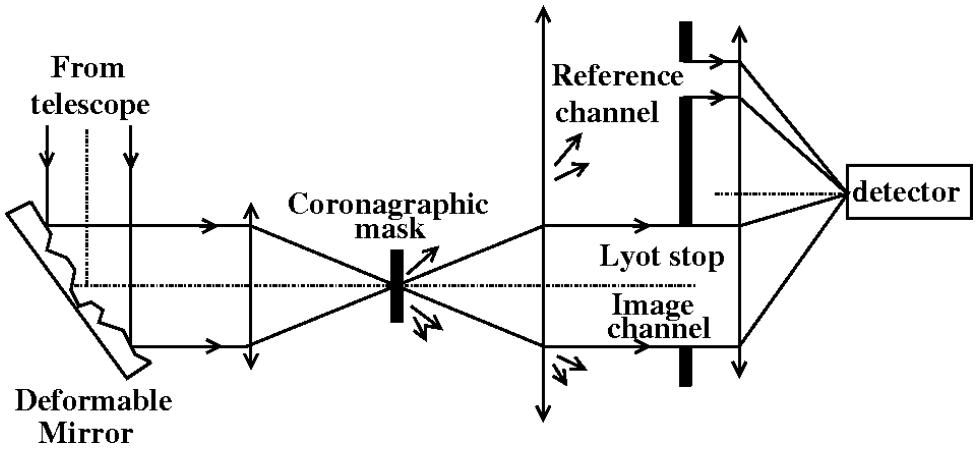

Figure 1. *Principle of the Self-Coherent Camera.*

In the first mode, the SCC is used as a wavefront sensor to estimate quasi-static aberrations in the pupil plane upstream from the coronagraph (phase and amplitude). This estimation is used to drive a deformable mirror placed upstream from the coronagraph. The image contrast is then enhanced. However, as the DM has a finite number of actuators the correction is not perfect, and some speckles still remain in the focal plane. A second mode of the SCC can be used to discriminate the companion image from these residuals in a post processing treatment.[4,5] In the following, we focus on the first mode and use the SCC as a focal plane wavefront sensor. We assume that there is no companion and study the contrast enhancing in the focal plane image. We also assume that their is no amplitude deformation in the pupil plane.

2.1 SCC image formation

In this section, we present the formalism to estimate the phase aberration ϕ with the SCC, as in a previous paper.[5] The complex amplitude of the electric field ψ'_S of the star upstream from the coronagraph in the pupil P can be written as

$$\psi'_S(\vec{\xi}) = P(\vec{\xi})\, exp(i\phi), \tag{1}$$

where $\vec{\xi}$ is the coordinate in the pupil plane. In the next focal plane, the complex amplitude of the residual phase A'_S is

$$A'_S(\vec{x}) = \mathcal{F}(\psi'_S)\, M(\vec{x}), \tag{2}$$

with $\mathcal{F}$ the Fourier transform operator, $\vec{x}$ the coordinate in the focal plane and M the mask function in the focal plane. In the Lyot stop plane, we add a small hole, a reference channel called R. We define by $L(\vec{\xi})$ the Lyot stop, $R(\vec{\xi})$ the reference stop and $\psi(\vec{\xi})$ the field amplitude transmitted by these two diaphragms

$$\psi(\vec{\xi}) = \mathcal{F}^{-1}\left(A'_S\right)\left(L(\vec{\xi}) + R(\xi - \vec{\xi}_0)\right). \tag{3}$$

We rewrite ψ as

$$\psi(\vec{\xi}) = \psi_S(\vec{\xi}) + \psi_R(\vec{\xi}) * \delta\left(\vec{\xi} - \vec{\xi_0}\right), \tag{4}$$

where $*$ is the convolution symbol, ψ_S and ψ_R are the complex amplitudes of the electric field of the residual stellar light and of the reference. From previous work [5, Eq. 2] the distance $\vec{\xi_0}$ between the two channels is

$$\| \vec{\xi_0} \| = \frac{D_L}{2}\left(3 + \frac{1}{\gamma}\right) 1.1 \tag{5}$$

D_L is the Lyot stop diameter and $\gamma = D_L/D_R$ with D_R the reference pupil diameter. We deduce the intensity I on the detector

$$I(\vec{x}) = \left|\mathcal{F}\left(\psi_S(\vec{\xi}) + \psi_R(\vec{\xi}) * \delta\left(\vec{\xi} - \vec{\xi_0}\right)\right)\right|^2 \tag{6}$$

Recalling that A_S is the Fourier transform of ψ_S and calling A_R the Fourier transform of the reference ψ_R, I can also be written as

$$I(\vec{x}) = |A_S(\vec{x})|^2 + |A_R(\vec{x})|^2 + 2\,Re\left(A_S(\vec{x})\,A_R^*(\vec{x})\,\exp\left(\frac{2i\pi\,\vec{x}.\vec{\xi_0}}{\lambda_0}\right)\right), \tag{7}$$

with λ_0 the wavelength. Speckles in A_S are spatially encoded with fringes on the detector plane.

2.2 Wavefront estimation

Assuming a small phase error ϕ, we can approximate Eq. 1 to

$$\psi'_S(\vec{\xi}) \simeq P(\vec{\xi})\,(1 + i\phi). \tag{8}$$

Under this assumption, we can write from Eq. 2

$$\mathcal{F}^{-1}\left(A'_S\right) = P\,\left(\mathcal{F}^{-1}(M) + i\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right). \tag{9}$$

Using the rejection of the diffraction by the coronagraph, we have in the Lyot stop

$$\psi_S(\vec{\xi}) = i\left(\phi * \mathcal{F}^{-1}(M)\right)\,L(\vec{\xi}). \tag{10}$$

For a not undersized Lyot stop we deduce

$$\phi \simeq Im\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\mathcal{F}\left(\psi_S\right)\left(\frac{1}{M}\right)\right)\right). \tag{11}$$

In the following, we develop the formalism to find an approximation of ψ_S (complexe amplitude of the electric field upstream from the coronagraph) in order to extract the estimated phase ϕ_{est} upstream from the coronagraph (Eq. 10).
Taking the Fourier transform of I (Eq. 7), we get three peaks in the correlation plane as shown in Figure 2. The two lateral peaks are conjugated. They contain information on the complex amplitude of the stellar speckles that are spatially modulated on the detector. To retrieve the phase errors, we select one of the lateral peaks, center it and apply a Fourier transform. We assume a narrow spectral bandwidth and neglect the chromatism effect in Eq. 7.[5] We obtain the complex

$$I_-(\vec{x}) = A_S(\vec{x})\,A_R^*(\vec{x}) \tag{12}$$

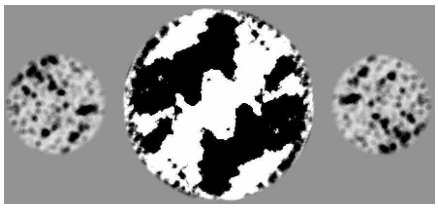

Figure 2. *Correlation peaks of the spatially modulated focal plane image recorded by the detector. It corresponds to the Fourier transform of the SCC interferential image. Left peak:* $\mathcal{F}^{-1}\left(A_S\, A_R^*\right)$*, right peak:* $\mathcal{F}^{-1}\left(A_S^*\, A_R\right)$*, central peak:* $\mathcal{F}^{-1}\left(|A_S|^2 + |A_R|^2\right)$

The estimated pupil complex amplitude $\psi_{S_{est}}$ downtream from the coronagraph is

$$\psi_{S_{est}}(\vec{\xi}) = \mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{A_R^*}\right). \tag{13}$$

From Eqs. 11 and 13, for a not undersized Lyot stop, we approximate the phase ϕ_{est} upstream from the coronagraph

$$\phi_{est} \simeq Im\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{I_-}{A_R^*}.\frac{1}{M}\right)\right). \tag{14}$$

The impact of the Lyot stop size on the phase estimation is discussed in section 3.2.

3. NUMERICAL SIMULATIONS

In this section, we present results from numerical simulation of the SCC coupled with a four quadrant phase mask coronagraph and a deformable mirror (DM). This simulation tool is developed in parallel of our bench implementation. We study the SCC wavefront sensor estimation and the correction by a DM. We assume a finite number of actuators on the DM.

3.1 Computation of the DM control matrix

To define the best parameters to apply on the bench, we developed a numerical tool to simulate the different steps we intend to follow on the test bench. For example, since we plan to apply phase correction using a control matrix calculated from a recorded interaction matrix, we need to simulate both matrices for the finite number of actuators we have on our DM. We call them M_{int} and $M_{control}$.
We will consider here that the DM is able to produce Zernike polynomials[7] as its actuator surface deformations. We define the DM as the set of the $N_{zn} - 1$ wavefront deformations ϕ_i given by

$$\phi_i = a_i Z_i, \;\; i = 2, ...N_{zn}, \tag{15}$$

where Z_i is the i^{th} Zernike polynomial and a_i a coefficient in radian.
To calibrate the interaction matrix in the simulation, we apply such ϕ_i in the pupil and compute the formed SCC image. We assume a small phase in order to make the assumption in Eq. 8. Hence, we take $a_i = 10^{-3}$ radian.
Now we consider that the estimation of the phase ϕ_{est} (Eq. 14) from the recorded SCC image is expanded on the Zernike polynomial basis to build the measurement vector. Therefore we call M_{int_i} the matrix composed by the $N_{zn} - 1$ first Zernike coefficient vectors obtained from each estimated phase $\phi_{i_{est}}$. We have

$$M_{int_{i,j}} = \frac{\int\int \phi_{i_{est}}.Z_j \, d\vec{\xi}}{\int\int P \, d\vec{\xi}}, \;\; i = 2, ...N_{zn}, \;\; j = 2, ...N_{zn}. \tag{16}$$

We then deduce the control matrix

$$M_{control} = \left(M_{inter}^T \,.\, M_{inter}\right)^\dagger \,.\, M_{inter}^T. \tag{17}$$

We correct for a known initial wavefront aberration ϕ^C using $M_{control}$. We define ϕ^C as a single Zernike multiplied by a coefficient C (in radian). We choose C to have a small wavefront error. To simulate a situation close to the real conditions on the bench, we add a white noise on the SCC image in Eq. 7, on the detector plane. We set the noise level in function of the SCC image maximum. We estimate the phase ϕ_{est}^C (Eq. 14) in the pupil plane upstream from the coronagraph. We then expand this estimated phase on the Zernike polynomial base composed by the $N_{zn} - 1$ Zernike polynomials and we note this vector $Proj = (Proj_j)$ with

$$Proj_j = \frac{\int\int \phi_{est}^C . Z_j \, d\vec{\xi}}{\int\int P \, d\vec{\xi}}, \;\; j = 2, ...N_{zn}. \tag{18}$$

We then compute the coefficients (α_j) of the correction vector

$$(\alpha_j) = M_{control} \,.\, Proj \tag{19}$$

and the variance σ^2 of residual errors using the zernike coefficients

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=2}^{N_{zn}} (a_i - \alpha_i)^2}. \tag{20}$$

3.2 Performance

In this section, we present preliminary results using our simulation. We can change different parameters to study the impact of the Lyot stop size, the parameter γ (defined in Eq. 5) and the white noise (added in the SCC focal plane image) on the SCC performance.
We consider a SCC device operating in visible light (λ = 630 nm). We test the impact of the Lyot stop size, the parameter γ (defined in Eq. 5) and the white noise (added in the SCC focal plane image) on the SCC performance. We plot the normalized residual errors (σ/C) in Figure 3. We recall that D_L is the Lyot stop diameter (in percentage of the diameter pupil size), and N the white noise (in percentage of the SCC image maximum). In the simulation, we test the SCC performance with

- D_L = 1, 0.90, 0.85,
- γ = 50, 20,
- N = 0, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03, 0.1, 0.5, 1, 5.

The curves represent the evolution of the relative residual phase errors (after one correction) with respect to the white noise. With this simulation, we can predict the optimal combination of the parameters to configure the bench in order to optimize the SCC performance. For example, the size D_R of the reference pupil R impacts the pupil aberration estimation. If the reference pupil diameter gets larger ($\gamma \lesssim 20$), the number of unestimated spatial frequencies of the pupil aberrations increases and the SCC performance gets worse. In the presented simulations, there are the zero values of A_R inside the field of the image. In the computation of ϕ_{est}, this leads to noise amplification in Eq. 14. We will have in a near future to get rid of such noise amplification by using optimum estimation approach. The Lyot stop size diameter D_L has also an impact on the phase estimation. As we estimate the complex amplitude $\psi_{S_{est}}$ (Eq. 13) in the Lyot stop pupil to define the wavefront ϕ_{est}, the smaller the Lyot stop diameter is, the worse the estimation is, hence, the worse the correction of the wavefront is too. Preliminary results presented here call for an optimization of the intrumental parameters and a more evolved data processing algorithm to better estimate the aberration ϕ.

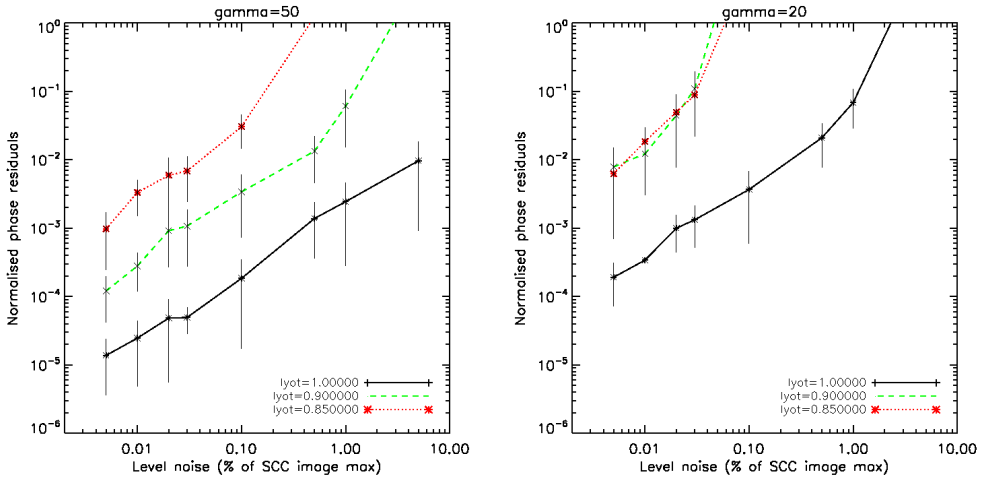

Figure 3. *Evolution of the normalised phase residual with respect to the level of noise. Left:* $\gamma = 50$*, right:* $\gamma = 20$.

4. EXPERIMENTAL TEST BENCH

In this section we introduce the high contrast imaging bench we developed at LESIA to test the performance of the SCC in laboratory condition. We work with a monochromatic laser light. The bench includes off axis parabolas, a tip tilt mirror and a deformable mirror, a four quadrant phase mask coronagraph and an imaging CCD detector. In order to minimize dynamical aberrations in the lab, we add athermal enclosure around the bench. This bench is shown in Figure 4.

4.1 The laser

We work in visible light. The laser is centered on $\lambda_0 = 635$ nm with a relative spectral bandwidth lower than 1% and a power of 2.5 mW.

4.2 Adaptive mirrors

4.2.1 The tip tilt mirror

The tip tilt mirror is made of two axis gimbal mounts equiped with piezoelectric actuators. The maximum stroke is 2 mrad and the positionning accuracy is 0.16 μrad.

4.2.2 Deformable mirror

We first used OKO DM with 37 actuators. We did first calibration of the bench and developed the driving software of the bench with this DM.[8] We have recently implemented a 32x32 actuators Boston Micromachine MEMS deformable mirror. These two DMs are electrostatic, their actuators response is quadratic with the voltage. Deformable and tip tilt mirrors are driven by a labview interface. Main characteristics of these two DM are summarized in Table 1.

4.3 The CCD detector

We use a detector ATV Pike F -032B with 680 by 460 pixels which works in visible light. The pixel size is 7.4 μm. The sampling og the image is $\lambda/6.8D$.

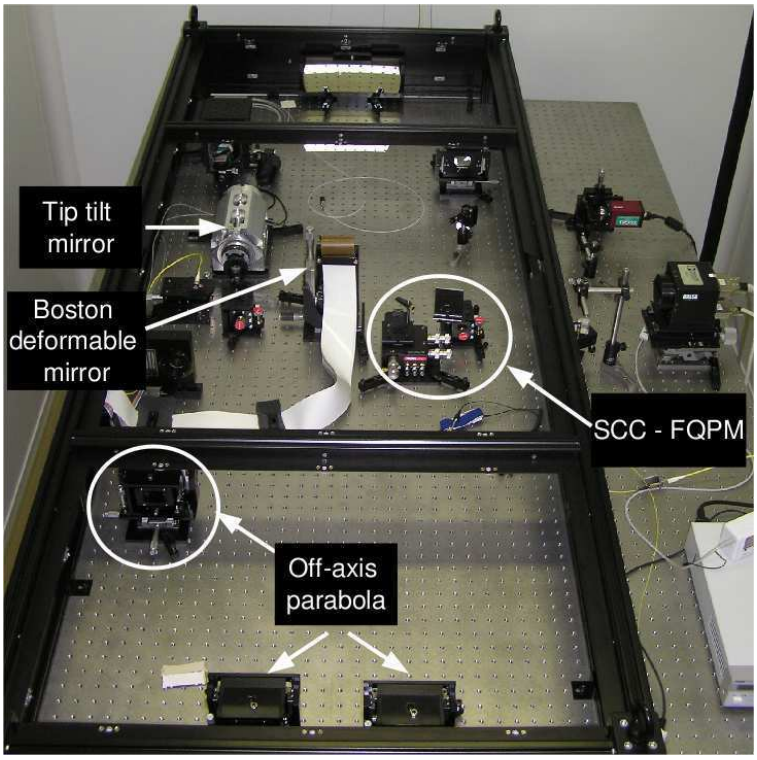

Figure 4. *High contrast imaging bench with top pannels of the bench enclaves removed*

SCC	OKO DM	Boston Micromachines DM
Number of actuators	37	32x32
Inter actuator space	1.8 mm	300 μm
Pupil diameter	10 mm	9 mm
Maximum stroke	540 nm	1500 nm
Inter actuator coupling	60%	25% and $< 30\%$
Bandwidht (DM + electronic)	0.5 Hz	> 2 kHz
Maximum voltage	266 V	295 V

Table 1. *Main characteristics of DMs.*

5. PRELIMINARY EXPERIMENTAL RESULTS

5.1 With the OKO DM

The first goal of the experimentation was to measure the wavefront upstream from the coronagraph with the SCC. To be sure that the wavefront is well estimated by the SCC, we added a second optical path using a beam splitter before the coronagraph and we used a Shack-Hartmann wavefront sensor to measure the phase aberration simultaneously with the SCC. Pulling each actuator of the DM one by one, we induce, for each actuator pulled, a deformation of about 90 nm of the mirror membrane. We make differential measurement (this wavefront is measured with both the SCC and the Shack-Hartmann simultaneously). Figure 5 represents the image on the

CCD of the estimated wavefront. The shape of the wavefront estimated with the SCC is very similar to the

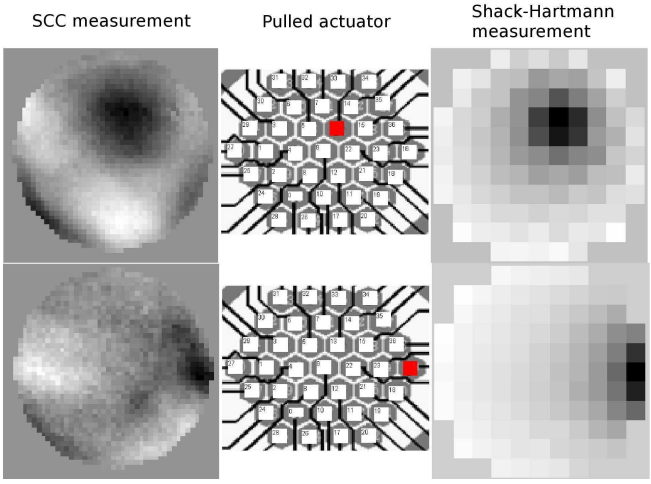

Figure 5. *Left: wavefront measurement with the SCC, middle: pulled actuator, right: wavefront measurement with a Shack-Hartmann*

wavefront measured with the Shack-Hartmann. We used this DM to do the alignements, to calibrate the bench and to develop the software which control the full experiment.

5.2 With the 32x32 Boston Micromachines DM

In this section, we show results from both experiment and numerical simulation of the bench using the SCC coupled with the 32x32 Boston Micromachines DM and the four quadrant phase mask coronagraph. As described in section 2.2, we want to study a wavefront measurement with the SCC. First step of the experiment is to control the DM with labview interface and compare the shape of the wavefront deformation with simulation of the bench.

5.2.1 Experiment

On the bench, we pull all the actuators at 70% of their maximum stroke to control the DM in pull-push mode. Then, we pull each actuator one by one to 65% and 75% of its maximum stroke applying alternatively two voltages. For each actuator, we have two wavefront deformations estimated with the SCC. As the DM is not flat, in order to measure influence functions of the deformable mirror, we make differential measurement between the two voltages. We call D, D_L and D_R the diameter of the entrance pupil, the Lyot stop and the reference and we recall that $\gamma = D_L/D_R$. On the bench we have:

- $D = 9$ mm,
- $D_L = 6.5$ mm,
- $D_R = 1.5$ mm,
- $\gamma = 4.3$

From the interferential image we estimate $Im\left(\mathcal{F}^{-1}\left(I_-/M\right)\right)$, which is the convolution of the phase error ϕ_{est} (that we are looking for) with the reference pupil.

5.2.2 Simulation of the bench

In the simulation, we approximate the influence functions of the deformable mirror with a gaussian function.[9] Multiplying the influence functions by a positive or negative coefficient, we simulate a deformation of the membrane with the voltage. We compare results from both the simulation and the experiment in Figure 6. We

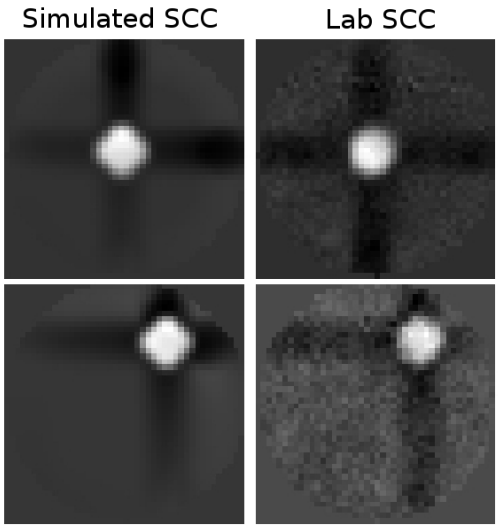

Figure 6. *Left:wavefront measurement with simulated SCC, wavefront measurement with Lab SCC*

find the same structure (due to the four quadrant phase mask coronagraph) with both the simulation and the experiment. As we know what we estimate with the SCC in simulation, we can understand better what happens on the bench and be able, in a near future time, to optimize the control of the DM to get high contrast images.

6. CONCLUSION

In this paper, we have recalled the principle of the SCC and developed the formalism used to simulate real experimental data. We have introduced the high contrast imaging bench. We described the simulation tool which will enable us to better understand and predict the data from the bench. First experimental results on the phase estimation done with a OKO 37 actuators deformable mirror have been presented. Then a comparison was done between laboratory results and real simulation of the bench on phase estimation with a 32x32 deformable mirror. Next step will be to drive the deformable mirror in order to correct this wavefront error with the DM. For this, we need to flatten perfecly the DM knowing exactly influence function. This work is under study.

REFERENCES

[1] Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., and Marois, C., "Speckle Noise and the Detection of Faint Companions," *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **111**, 587–594 (May 1999).

[2] Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., and Rouan, D., "Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes," *Astronomy and Astrophysics* **447**, 397–403 (Feb. 2006).

[3] Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., and Rouan, D., "The Self-Coherent Camera: a new tool for planet detection," in [*IAU Colloq. 200: Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques*], C. Aime & F. Vakili, ed., 553–558 (2006).

[4] Galicher, R. and Baudoz, P., "Expected performance of a self-coherent camera," *Comptes Rendus Physique* **8**, 333–339 (Apr. 2007).

[5] Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., and Mas, M., "Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor: simulations," *Astronomy and Astrophysics* **509**, A31+ (Jan. 2010).

[6] Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., and Labeyrie, A., "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle," *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **112**, 1479–1486 (Nov. 2000).

[7] Noll, R. J., "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* **66**, 207–211 (Mar. 1976).

[8] Mas, M., Baudoz, P., Galicher, R., Rousset, G., Baudrand, J., Coton, C., and Assémat, F., "Status of the LESIA High Contrast Bench development in the framework of the E-ELT," in [*Adaptative Optics for Extremely Large Telescopes*], (2010).

[9] Huang, L., Rao, C., and Jiang, W., "Modified gaussian influence function of deformable mirror actuators," *Optical Society of America Journal* **16**, 108 – 114 (2008).

*

Bibliographie

Abe, L. ; Dominiciano de Sousa, A. Jr. ; Vakili, F. ; Gay, J., 2003. Phase Knife Coronagraph - II Laboratory results. *A&A*, 400, 385-392

Aime, C. ; Soummer, R. ; Ferrari, A., 2002. Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *A&A*, 389, 334-344

Ame, C., 2005. Principle of an Achromatic Prolate Apodized Lyot Coronagraph. *PASP*, 117, 1012

Auvergne, M. ; Bodin, P. ; Boisnard, L. ; Buey, J.-T. ; Chaintreuil, S. ; Epstein, G. ; Jouret, M. ; Lam-Trong,T. ; Levacher, P. ; Magnan, A. ; and 100 coauthors, 2009. The CoRoT satellite in flight : description and performance. *A&A*, 506, 411-424

Baba N. & Murakami N., 2003. A Method to Image Extrasolar Planets with Polarized Light. *pasp*, 115, 1363-1366

1, Barge, P. ; Baglin, A. ; Auvergne, M. ; the CoRoT team, 2008. CoRoT : pioneer space mission for exoplanet transit search. *IAU Symposium*, 249, 3-16

Baudoz, P. ; Boccaletti, A. ; Baudrand, J. ; Rouan, D., 2006. The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, 553-558

Baudoz, P. ; Assemat, F. ; Galicher, R. ; Baudrand, J. ; Boccaletti, A., 2010. Experimental results of multi-stage four quadrant phase mask coronagraph. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Baudoz, P. ; Dorn, R. J. ; Lizon, J. L. ; Fusco, T. ; Dohlen, K. ; Charton, J. ; Beuzit, J. L. ; Puget, P. ; Mouillet, D. ; Felt, M. ; and 4 coauthors, 2010. The differential tip-tilt sensor of SPHERE.*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Beuzit, J.-L. ; Mouillet, D. ; Lagrange, A.-M. ; Paufique, J., 1997. A stellar coronograph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system. *A&A*, 125, 175-182

Beuzit, J.-L. ; Feldt, M. ; Dohlen, K. ; Mouillet, D. ; Puget, P. ; Wildi, F. ; Abe, L. ; Antichi, J. ; Baruffolo, A. ; Baudoz, P. ; and 33 coauthors, 2008. SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7014

Biller, B. A. ; Liu, M. C. ; Wahhaj, Z. ; Nielsen, E. L. ; Close, L. M. ; Dupuy, T. J. ; Hayward, T. L. ; Burrows, A. ; Chun, M. ; Ftaclas, C. ; and 17 coauthors, 2010. The Gemini NICI Planet-finding Campaign : Discovery of a Close Substellar Companion to the Young Debris Disk Star PZ Tel. *ApJ*, 720, L82-L87

Boccaletti, A. ; Riaud, P. ; Baudoz, P. ; Baudrand, J. ; Rouan, D. ; Gratadour, D. ; Lacombe, F. ; Lagrange, A.-M., 2004. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope. *PASP*, 116, 1061-1071

Boccaletti, A. ; Baudoz, P. ; Baudrand, J. ; Reess, J. M. ; Rouan, D., 2005. Imaging exoplanets with the coronagraph of JWST/MIRI. *Advances in Space Research*, 36, 1099-1106

Boccaletti A. et al., 2012 , à paraitre dans Experimental Astronomy

Bonavita, M. ; Chauvin, G. ; Desidera, S. ; Gratton, R. ; Janson, M. ; Beuzit, J. L. ; Kasper, M. ; Mordasini, C., 2012. MESS (multi-purpose exoplanet simulation system). A Monte Carlo tool for the statistical analysis and prediction of exoplanet search results. *A&A*, 537, A67

Borucki, W. J. ; Koch, D. ; Basri, G. ; Brown, T. ; Caldwell, D. ; Devore, E. ; Dunham, E. ; Gautier, T. ; Geary, J. ; Gilliland, R. ; and 3 coauthors, 2003. Kepler Mission : a mission to find Earth-size planets in the habitable zone. *Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, 539, 69-81

Bordé, P. ; Traub, W. A., 2006. High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling im a Low-Aberration Regime. *ApJ.* 638, 488-498

Borucki, W. J. ; Koch, D. G. ; Batalha, N. ; Bryson, S. T. ; Rowe, J. ; Fressin, F. ; Torres, G. ; Caldwell, D. A. ; Christensen D., Jorgen ; C., William D. ; and 74 coauthors, 2012. Kepler-22b : A 2.4 Earth-radius Planet in the Habitable Zone of a Sun-like Star. *ApJ*, 745, 120

Boyer, C. ; Michau, V. ; Rousset, G., 1990. Adaptive optics : interaction matrix measurements and real time control algorithms for the COME-ON project. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1271, 63-81

Burrows, A., Sudarsky, D., Hubeny, I., 2004. Spectra and diagnostics for the direct detection of wide-separation extrasolar giant planets. , 609, 407-416

Cavarroc, C. ; Boccaletti, A. ; Baudoz, P. ; Fusco, T. ; Rouan, D. 2006. Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes. *A&A*, 447, 397-403

Clampin, M., 2010. Pathways towards Habitable Planets : JWST's Capabilities for Exoplanet Science. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 430, 167

Claudi, R. U. ; Turatto, M. ; Antichi, J. ; Gratton, R. ; Scuderi, S. ; Cascone, E. ; Mesa, D. ; Desidera, S. ; Baruffolo, A. ; Berton, A. ; and 7 coauthors, 2006. The integral field spectrograph of SPHERE : the planet finder for VLT. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6269

Codona, J. L. & Angel, R., 2004. Imaging Extrasolar Planets by Stellar Halo Suppression in Separately Corrected Color Bands. *ApJ*, 604, L117-L120

Cornelissen, S. A. ; Hartzell, A. L. ; Stewart, J. B. ; Bifano, T. G. ; Bierden, P. A, 2010. MEMS deformable mirrors for astronomical adaptive optics. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7736

Crampton, D. ; Simard, L. ; Silva, D., 2009. TMT Science and Instruments. *Science with the VLT in the ELT Era*, 279

Deming, D. ; Knutson, H. ; Agol, E. ; Desert, J.-M. ; Burrows, A. ; Fortney, J. J. ; Charbonneau, D. ; Cowan, N. B. ; Laughlin, G. ; Langton, J. ; Showman, A. P. ; Lewis, N. K., 2011. Warm Spitzer Photometry of the Transiting Exoplanets CoRoT-1 and CoRoT-2 at Secondary Eclipse. *ApJ*, 726, 95

Di Stefano, R., 2011. Discovering habitable Earths, hot Jupiters and other close planets with microlensing. *ArXiv e-prints*, 1112.2366

Dohlen, K. ; Beuzit, J.-L. ; Feldt, M. ; Mouillet, D. ; Puget, P. ; Antichi, J. ; Baruffolo, A. ; Baudoz, P. ; Berton, A. ; Boccaletti, A. ; and 26 coauthors. SPHERE : A planet finder instrument for the VLT. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6269

Enya, K. ; SPICA Working Group, 2010. SPICA infrared coronagraph for the direct observation of exo-planets. *Advances in Space Research*, 45, 979-999

Esposito, S. ; Riccardi, A. ; Fini, L. ; Puglisi, A. T. ; Pinna, E. ; Xompero, M. ; Briguglio, R. ; Quiros-Pacheco, F. ; Stefanini, P. ; Guerra, J. C. ; and 9 coauthors, 2010. First light AO (FLAO) system for LBT : final integration, acceptance test in Europe, and preliminary on-sky commissioning results. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7736

Fukagawa, M. ; Itoh, Y. ; Enya, K. ; 2009. Mid-Infrared Direct Detection of Extra-Solar Planets. *The Next-Generation Infrared Space Mission : SPICA*, 2006

Galicher, R. ; Baudoz, P., 2007. Expected performance of a self-coherent camera. *Comptes Rendus Physique*, 8, 333-339

Galicher, R. ; Baudoz, P. ; Rousset, G., 2008. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. *A&A 488, L9-L12*

Galicher. R, 2009. Étude de techniques d'imagerie à haur contraste basée sur la cohérence. Ph.D. thesis, Université Paris VII.

Galicher, R. ; Baudoz, P. ; Rousset, G. ; Totems, J. ; Mas, M., 2010, Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor : simulations. *A&A*, 509, A31+

Galicher, R. ; Baudoz, P. ; Baudrand, J., 2011. Multi-stage four quadrant phase mask : achromatic coronagraph for space-based and ground-based telescopes. *A&A*, 530, A43

Gardner, J. P., 2009. The James Webb Space Telescope. *AKARI, a Light to Illuminate the Misty Universe*, 418, 365

Garrel, V. ; Guyon, O. ; Baudoz, P. ; Martinache, F. ; Stewart, P. ; Lozi, J. ; Groff, T., 2011. The Subaru coronagraphic extreme AO (SCExAO) system : fast visible imager. *ociety of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 8151

Give'on, A. ; Kasdin, N. J. ; Vanderbei, R. J. ; Spergel, D. N. ; Littman, M. G. ; Gurfil, P., 2003. Feasible optimal deformable mirror shaping algorithm for high-contrast imaging. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 5169, 288-297

Golimowski, D. A. ; Durrance, S. T. ; Clampin, M. , 1993. Coronagraphic imaging of the Beta Pictoris circumstellar disk - Evidence of changing disk structure within 100 AU. *ApJ*, 411, L41-L44

Guyon, O., 2004. Imaging Faint Sources within a Speckle Halo with Synchronous Interferometric Speckle Subtraction. *ApJ*, 615, 562-572

Guyon, O. ; Pluzhnik, E. A. ; Galicher, R. ; Martinache, F. ; Ridgway, S. T. ; Woodruff, R. A., 2005. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. I. Principle. , 22, 744-758

Guyon, O. ; Pluzhnik, E. A. ; Ridgway, S. T. ; Woodruff, R. A. ; Blain, C. ; Martinache, F. ; Galicher, R., 2006. The Phase-Induced Amplitude Coronagraph (PIAA). *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, 385-392

Guyon, O. ; Pluzhnik, E. A. ; Kuchner, M. J. ; Collins, B. ; Ridgway, S. T., 2006. Theoretical limits on extrasolar terrestrial planet detection with coronagraphs. *ApJ*, 167, 81-99

Guyon, O. ; Matsuo, T. ; Angel, R., 2009. Coronagraphic low-order wave-front sensor :principle and application to a phase-induced amplitude coronagraph. *ApJ*, 693, 75-84

Guyon, O. ; Matsuo, T. ; Angel, R., 2009. Coronagraphic Low-Order Wave-Front Sensor : Principle and Application to a Phase-Induced Amplitude Coronagraph. *ApJ*, 693, 75-84

Guyon, O. ; Martinache, F. ; Garrel, V. ; Vogt, F. ; Yokochi, K. ; Yoshikawa, T., 2010. The Subaru coronagraphic extreme AO (SCExAO) system : wavefront control and detection of exoplanets with coherent light modulation in the focal plane. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7736

Heap, S. R. ; Lindler, D. J. ; Lanz, T. M. ; Cornett, R. H. ; Hubeny, I. ; Maran, S P. ; Woodgate, B., 2000. Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Observations of β Pictoris. *ApJ*, 539, 435-444

Hodapp, K. W. ; Tamura, M. ; Suzuki, R. ; Jacobson, S., Stahlberger, V. ; Yamada, H. ; Takami, H. ; Guyon, O., Abe, L., 2006. Design of the HiCIAO instrument for the Subaru Telescope. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6269

Hodapp, K. W. ; Suzuki, R. ; Tamura, M. ; Abe, L. ; Suto, H. ; Kandori, R. ; Morino, J. ; Nishimura, T. ; Takami, H. ; Guyon, O. ; and 13 coauthors, 2008. HiCIAO : the Subaru Telescope's new high-contrast coronographic imager for adaptive optics. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7014

Hook, I., 2009. The Science Case for European ELT. *Science with the VLT in the ELT Era*, 225

Huang, L. ; Rao, C. ; Jiang, W., 2008. Modified gaussian influence function of deformable mirror actuators. *Optical Society of America Journal*, 16, 108-114

Kasdin, N. Jeremy ; Vanderbei, Robert J. ; Spergel, David N. ; Littman, Michael G., 2003. Extrasolar Planet Finding via Optimal Apodized-Pupil and Shaped-Pupil Coronagraphs. *ApJ*, 582, 1147-1161

Kasper, M. ; Beuzit, J.-L. ; Verinaud, C. ; Gratton, R. G. ; Kerber, F. ; Yaitskova, N. ; Boccaletti, A. ; Thatte, N. ; Schmid, H. M. ; Keller, C. ; and 19 coauthors, 2010. EPICS : direct imaging of exoplanets with the E-ELT. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Krist, J. E. ; Balasubramanian, K. ; Beichman, C. A. ; Echternach, P. M. ; Green, J. J. ; Liewer, K. M. ; Muller, R. E. ; Serabyn, E. ; Shaklan, S. B. ; Trauger, J. T. ; and 7 coauthors, 2009. The JWST/NIRCam coronagraph : mask design and fabrication. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7440

Lafrenière, D. ; Doyon, R. ; Marois, C. ; Nadeau, D. ; Oppenheimer, B. R. ; Roche, P. F. ; Rigaut, F. ; Graham, J. R. ; Jayawardhana, R. ; Johnstone, D. ; and 3 coauthors, 2007. The Gemini Deep Planet Survey. *ApJ*, 670, 1367-1390

Lagrange, A.-M. ; Gratadour, D. ; Chauvin, G. ; Fusco, T. ; Ehrenreich, D. ; Mouillet, D. ; Rousset, G. ; Rouan, D. ; Allard, F. ; Gendron, E. ; and 5 coauthors, 2009. A probable giant planet imaged in the β Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *A & A*, 493, L21-L25

Lloyd, J. P. ; Lane, B. F. ; Swain, M. R. ; Storey, J. W. ; Travouillon, T. ; Traub, W. A. ; Walker, C. K., 2003. Extrasolar Planet Science with the Antarctic Planet Interferometer. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 5170, 193-199

Léger, A. ; Rouan, D. ; Schneider, J. ; Barge, P., Fridlund, M. ; Samuel, B. ; Ollivier, M. ; Guenther, E. ; Deleuil, M. ; Deeg, H. J. ; and 151 coauthors, 2009. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *A&A*, 506, 287-302

Liotard, A., 2006. Micro-miroirs déformables pour l'optique adaptative de prochaine génération. P.h.D. thesis, Université de Provence

Lloyd, J. P. ; Sivaramakrishnan, A., 2005. Tip-tilt errors in Lyot Coronagraph. *ApJ*, 621, 1153-1158

Lowrance, P. J. ; Becklin, E. E. ; Schneider, G. ; Kirkpatrick, J. D. ; Weinberger, A. J. ; Zuckerman, B. ; Dumas, C. ; Beuzit, J.-L. ; Plait, P. ; Malumuth, E. ; and 3 coauthors, 2005. An Infrared Coronagraphic Survey for Substellar Companions. *aj*, 130, 1845-1861

Macintosh, B. A. ; Graham, J. R. ; Palmer, D. W. ; Doyon, R. ; Dunn, J. ; Gavel, D. T. ; Larkin, J. ; Oppenheimer, B. ; Saddlemyer, L. ; Sivaramakrishnan, A. ; and 6 coauthors. The Gemini Planet Imager : from science to design to construction. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7015

Malbet, F. ; Yu, J. W. ; Shao, M., 1995. High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronography. *PASP*, 107, 386

Malbet, F., 1996. High angular resolution coronography for adaptive optics. *A&A*, 115, 161

Marcy, G. ; Butler, R. P. ; Fischer, D. ; Vogt, S. ; Wright, J. T. ; Tinney, C. G. ; Jones, H. R. A., 2005. Observed Properties of Exoplanets : Masses, Orbits, and Metallicities. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24-42

Marois, C. ; Doyon, R. ; Racine, R. ; Nadeau, D., 2000. Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging. *PASP*, 112, 91-96

Marois, C. ; Lafrenière, D. ; Doyon, R. ; Macintosh, B. ; Nadeau, D., 2006. Angular Differential Imaging : A Poweful High-Contrast Imaging Technique. *ApJ*, 641, 556-564

Marois, C. ; Lafrenière, D. ; Macintosh, B. ; Doyon, R., 2006. Confidence Level and Sensitivity Limits in High-Contrast Imaging. *ApJ*, 647, 612-619

Martinache, F. ; Guyon, O, 2009. The Subaru Coronagraphic Extreme-AO Project. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7440

Martinez, P. ; Boccaletti, A. ; Kasper, M. ; Baudoz, P. ; Cavarroc, C., 2007. Optimization of apodized pupil Lyot coronagraph for ELTs. *A*, 474, 671-678

Mas, M. ; Baudoz, P. ; Rousset, G. ; Galicher, R. ; Baudrand, J., 2010. Self-Coherent Camera : first results of a high contrast imaging bench in visible light. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., 2012. Tip-tilt estimation and correction using FQPM coronagraphic images. *A&A*, 539, A126

Mawet, D. ; Riaud, P. ; Absil, O. ; Surdej, J., 2005. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *ApJ*, 633, 1191-1200

Mawet, D. ; Riaud, P. ; Baudrand, J. ; Baudoz, P. ; Boccaletti, A. ; Dupuis, O. ; Rouan, D., 2006. The four-quadrant phase-mask coronagraph : white light laboratory results with an achromatic device. *A&A*, 448, 801-808

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

Nelson, J. ; Sanders, G. H., 2008. The status of the Thirty Meter Telesope project. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7012

Noll, R. J., 1976. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America*, 66, 207-211

Perrin M. D. ; Sivaramakrishnan, A. ; Makidon, R. B. ; Oppenheimer, B. R. ; Graham, J. R., 2003. The structure of high strehl ratio point-spread functions, *ApJ*, 596, 702-712

Racine, R. ; Walker, G. A. H. ; Nadeau, D. ; Doyon, R. ; Marois, C., 1999. Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*,111, 587-594

Ramsay, S. ; D'Odorico, S. ; Casali, M. ; Gonzalez, J. C. ; Hubin, N. ; Kasper, M. ; Kaufl, H. U. ; Kissler-Patig, M. ; Marchetti, E. ; Paufique, J. ; and 5 coauthors, 2010. An overview of the E-ELT instrumentation programme. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Riaud, P. ; Boccaletti, A. ; Baudrand, J. ; Rouan, D., 2003. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance. *pasp*,115, 712-719

Roddier, F. ; Roddier, C., 1997. Stellar Coronograph with Phase Mask. *PASP*, 109, 815-820

Roddier, 1999. Adaptive Optics in Astronomy. *Cambridge University Press*

Rouan, D. ; Riaud, P. ; Boccaletti, A. ; Clénet, Y. ; Labeyrie, A., 2000. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle, *pasp*, 112, 1479-1486

Rouan, D. ; Riaud, P. ; Baudrand, J., 2002. Four Quadrant Phase Mask Coronography on large telescopes. *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, 58, 193-+

Rouan, D. ; Léger, A. ; Schneider, J. ; Barge, P. ; Fridlund, M. ; Samuel, B. ; Queloz, D. ; Moutou, C. ; Bouchy, F. ; Hatzes, A. ; COROT Exoplanet Science Team, 2010. CoRoT-7b : The First Transiting Super-Earth Fully Characterized in Radius and Mass. *Pathways Towards Habitable Planets*, 430, 158

Rousset, G. ; Fontanella, J.-C. ; Kern, P. Y. ; Lena, P. J. ; Gigan, P. ; Rigaut, F. J. ; Gaffard, J.-P. ; Boyer, C. ; Jagourel, P. ; Merkle, F., 1990. Adaptive optics prototype system for infrared astronomy : I. System description. *ociety of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1237, 336-344

Rousset, G. ; Fontanella, J. C. ; Kern, P. ; Gigan, P. ; Rigaut, F., 1990. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *A&A*, 230, L29-L32

Rousset, G., 1999. Wavefront sensors, *Adaptive Optics in Astronomy, (F. Roddier, Ed.), Cambridge University Press*, 91-130.91

Rousset, G. ; Lacombe, F. ; Puget, P. ; Hubin, N. ; Gendron, E. ; Fusco, T. ; Arsenault, R. ; Charton, J. ; Feautrier, P. ; Gigan, P. ; and 8 coauthors, 2003. NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 4839, 140-149

Santos, N. C., 2008. Extra-solar planets : Detection methods and results. *nar*, 52, 154-166

Sauvage, J.-F. ; Mugnier, L. ; Fusco, T. ; Rousset, G., 2006. Post processing of differential images for direct extrasolar planet detection from the ground. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6272

Sauvage, J.-F. ; Fusco, T. ; Rousset, G. ; Petit, C., 2007. Calibration and precompensation of noncommon path aberrations for extreme adaptive optics. *JOSAA*, 24, 2334-2346

Schmid, H. M. ; Gisler, D. ; Joos, F. ; Povel, H. P. ; Stenflo, J. O. ; Feldt, M. ; Lenzen, R. ; Brandner, W. ; Tinbergen, J. ; Quirrenbach, A. ; and 4 coauthors, 2005. ZIMPOL/CHEOPS : a Polarimetric Imager for the Direct Detection of Extra-solar Planets. *Astronomical Polarimetry : Current Status and Future Directions*, 343, 89

Schneider, G. ; Becklin, E. E. ; Smith, B. A. ; Terrile, R. J. ; Lowrance, P. J. ; Weinberger, A. J. ; Dumas, C. ; Koerner, D. W. ; Hines, D. C. ; Meier, R. ; and 4 coauthors, 1998. Results from the NICMOS Environments of Nearby Stars Coronagraphic Imaging Programs. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 30, 1363

Serabyn, E. ; Wallace, J. K. ; Mawet, D., 2011. Speckle-phase measurement in a tandem-vortex coronagraph. *ao*, 50, 5453

Shack, R. B. ; Platt, B. C. 1971. Production and use of a lenticular Hartmann Screen. *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 656

Shaklan, S. B. ; Green, J. J., 2005. Low-order aberration sensitivity of eight-order coronagraph masks, *ApJ*, 628, 474-477

Sivaramakrishnan, Anand; Lloyd, James P.; Hodge, Philip E.; Macintosh, Bruce A., 2002. Speckle Decorrelation and Dynamic Range in Speckle Noise-limited Imaging. *ApJ*, 581, L59-L62

Sivaramakrishnan, A.; Soummer, R.; Sivaramakrishnan, A. V.; Lloyd, J. P.; Oppenheimer, B. R.; Makidon, R. B., 2005. Low-order aberrations in band-limited Lyot coronagraphs, *ApJ*, 634, 1416-1422

Sivaramakrishnan, A.; Oppenheimer, B. R., 2006. Astrometry and Photometry with Coronagraphs, *ApJ*, 647, 620-629

Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Pueyo, L., Wallace, J. K., Shao, M., 2008. Sensing phase aberrations behind Lyot coronagraphs, *ApJ*, 688, 701-708

Soummer, R.; Dohlen, K.; Aime, C., 2003. Achromatic dual-zone reflecting phase mask for stellar coronagraphy, *ESA Special Publication*, 539, 599-603

Soummer, R., 2005. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Telescope Apertures. *ApJ*, 618, L161-L164

SPICA Study Team Collaboration, 2010. SPICA Assessment Study Report for ESA Cosmic Vision 2015-2025 Plan. *ArXiv e-prints*, 1001.0709

Suzuki, R.; Kudo, T.; Hashimoto, J.; Carson, J.; Egner, S.; Goto, M.; Hattori, M.; Hayano, Y.; Hodapp, K.; Ito, M.; and 18 coauthors, 2010. Performance characterization of the HiCIAO instrument for the Subaru Telescope. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7735

Swinyard, B.; Nakagawa, T.; Merken, P.; Royer, P.; Souverijns, T.; Vandenbussche, B.; Waelkens, C.; Davis, P.; Di Francesco, J.; Halpern, M.; and 168 coauthors, 2009. The space infrared telescope for cosmology and astrophysics : SPICA A joint mission between JAXA and ESA. *Experimental Astronomy*, 23, 193-219

Tamura, M.; Hodapp, K.; Takami, H.; Abe, L.; Suto, H.; Guyon, O.; Jacobson, S.; Kandori, R.; Morino, J.; Murakami, N.; and 11 coauthors, 2006. Concept and science of HiCIAO : high contrast instrument for the Subaru next generation adaptive optics. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 6269

Trauger, J. T.; Moody, D.; Gordon, B.; Gursel, Y.; Ealey, M. A.; Bagwell, R. B., 2003. Performance of a precision high-density deformable mirror for extremely high contrast imaging astronomy from space. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 4854, 1-8

Trauger, J. T.; Traub, W. A., 2007. A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. *Nature*

Tyler, G. L.; Fried, D. L., 1982, JOSA, 72, 804-808

Vanderbei, R. J.; Spergel, D. N.; Kasdin, N. J., 2003. Circularly Symmetric Apodization via Star-shaped Masks. *ApJ*, 599, 686-694

Vogt, F. P. A.; Martinache, F.; Guyon, O.; Yoshikawa, T.; Yokochi, K.; Garrel, V.; Matsuo, T., 2011. Coronagraphic Low-Order Wavefront Sensor : Postprocessing Sensitivity Enhancer for High-Performance Coronagraphs. *PASP*, 123, 1434-1441

Wallace, J. K. ; Burruss, R. S. ; Bartos, R. D. ; Trinh, T. Q. ; Pueyo, L. A. ; Fregoso, S. F. ; Angione, J. R. ; Shelton, J. C., 2010. The Gemini Planet Imager calibration wavefront sensor instrument. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 7736

Werner, M. W. ; Roellig, T. L. ; Low, F. J. ; Rieke, G. H. ; Rieke, M. ; Hoffmann, W. F. ; Young, E. ; Houck, J. R. ; Brandl, B. ; Fazio, G. G. ; and 16 coauthors, The Spitzer Space Telescope Mission. *Apjs*, 154, 1-9

Zimmerman, N. ; Oppenheimer, B. N. ; Hinkley, S. ; Brenner, D. ; . Parry, I. R. ; Sivaramakrishnan, A. ; Hillenbrand, L. ; Beichman, C. ; Crepp, J. R. ; Vasisht, G. ; Roberts, L. C. ; Burruss, R. ; King, D. L. ; Soummer, R. ; Dekany, R. ; Shao, M. ; Bouchez, A. ; Roberts, J. E. ; Hunt, S., 2010. Parallactic motion for companion discovery : an M-dwarf orbiting alcor, *ApJ*, 709, 733-740