



**HAL**  
open science

# Étude de techniques d'imagerie à haut contraste basées sur la cohérence

Raphaël Galicher

► **To cite this version:**

Raphaël Galicher. Étude de techniques d'imagerie à haut contraste basées sur la cohérence. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2009. Français. NNT: . tel-00436293v2

**HAL Id: tel-00436293**

**<https://theses.hal.science/tel-00436293v2>**

Submitted on 11 Dec 2009

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

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

# Étude de techniques d'imagerie à haut contraste basées sur la cohérence

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 24 septembre 2009

pour l'obtention du

Doctorat de l'université Denis Diderot Paris 7  
(spécialité astronomie et astrophysique)

par

Raphaël GALICHER

### Composition du jury

<i>Président :</i>	Pierre ENCRENAZ	Université Pierre et Marie Curie
<i>Rapporteurs :</i>	Claude AIME Olivier GUYON	Université de Nice Sophia Antipolis Subaru Telescope
<i>Examineurs :</i>	Jean-Luc BEUZIT Pascal BORDÉ Laurent MUGNIER	Observatoire de Grenoble Université Paris-Sud 11 ONERA
<i>Directeurs de thèse :</i>	Gérard ROUSSET Pierre BAUDOZ	Université Denis Diderot Paris 7 Observatoire de Paris

Mis en page avec la classe thloria.

## Remerciements

Avant de vous accompagner dans le monde de l'imagerie haute dynamique, j'aimerais mettre en lumière et remercier ceux avec lesquels j'ai partagé des expériences annexes à mon travail de thèse, puis ceux qui ont permis ce travail.

En premier lieu, je dédie ces lignes à Aude Alapini, Calixte Alapini, Romain Alapini, Didier Pelat, Daniel Rouan et tous les béninois sans qui les projets Bénin n'auraient pu voir le jour. Je pense à Oscar et Alexandre Kiche qui gèrent le club amateur d'astronomie de Savalou, à Frank du campus numérique de l'université d'Abomey-Calavi et aux directeurs des collèges CEG2 et Attakè de Savalou. Je n'oublie pas Adeline Gicquel, Jacqueline Plancy, Myriam Rodrigues, Pascal Gallais, Luc Digallo, Manuel González García, ni tous les participants français qu'il s'agisse des personnels de l'Observatoire de Paris ou des lycées qui ont fait don d'ouvrages aux enfants béninois ou encore des institutions (centre culturel français de Cotonou, association Blanc-Mesnil, club d'astronomie de Boulogne) qui nous ont aidés dans les projets en cours depuis 2006. Enfin, mes plus vifs remerciements sont destinés aux enfants béninois avec lesquels j'ai partagé de précieux instants.

Je remercie les doctorants avec lesquels j'ai créé et organisé la conférence Elbereth 2008 destinée aux doctorants en astronomie et astrophysique de la région Île-de-France : en premier lieu merci à Myriam Rodrigues qui est à l'origine de ce projet, mais également à Sandrine Guerlet, Carlos Correia, Jean Coupon, Rodney Delgado, Manuel González García, Pierre Guillard, Pierre Inizan, Loïc Le Tiran et Noah Schwartz. Merci à l'Institut d'Astrophysique de Paris, à l'ONERA et au groupement d'intérêt scientifique Phase qui nous ont donné les moyens financiers et matériels pour une bonne organisation.

Une ligne pour remercier Jacqueline Plancy, Myriam Rodrigues, Ivan Debono, Rodney Delgado, Manuel González García, Daniel Rouan et Loïc Le Tiran avec qui nous avons commencé à mettre en place le parrainage des étudiants étrangers au sein de l'école doctorale d'astronomie et d'astrophysique d'Île-de-France. Je souhaite remercier sincèrement le conseil et le bureau de cette école doctorale dont les objectifs premiers sont à tout instant le bien-être et l'avenir des doctorants. En particulier, je remercie respectueusement et amicalement Pierre Encrenaz, Daniel Rouan et Didier Pelat qui ont toujours été disponibles pour m'aider à gérer certaines situations en tant que représentant des doctorants. Enfin, j'offre un très grand bouquet de mercis à Jacqueline Plancy qui joue un rôle important, voire indispensable, dans le bon fonctionnement de l'école doctorale.

Merci aux organisateurs des *Nuits des planètes* et *100h de l'astronomie* et à ceux avec qui j'ai partagé le pied de Caroline pendant les nuits ouvertes au grand public : Guillaume Chenegros et Olivier Hérent.

Je fais part de mes remerciements aux équipes pédagogiques des cours *Sons et Vibrations* pour licence 3 et *Optique* pour licence 3 professionnelle de l'université Denis Diderot Paris 7. Je pense plus précisément à Janet Borg, Christophe Deroulers, Ros Kiri Ing, Daniel Maillard et Christophe Mora avec qui se fut un plaisir de partager ces trois années de monitorat.

Mon aventure au sein des exoplanètes a commencé en 2003 à l'Observatoire de la Côte d'Azur en compagnie de Jean-Pierre Rivet et Jean Gay. Elle s'est poursuivie avec un stage de six mois au *Subaru Telescope* avec Olivier Guyon. Je remercie chacun d'eux d'avoir partagé (et de continuer à partager) leurs connaissances et leur passion et de m'avoir ainsi donné envie de continuer à travailler sur ce sujet.

Je remercie le laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique (Lesia) et

l'Observatoire de Paris de m'avoir accueilli dans leurs locaux pendant ma thèse. Je suis reconnaissant à Aurélie Sévellec, Julien Brulé et Sudagar Vassin pour leurs conseils et leur aide en informatique. Merci également à Alain Coulais pour les échanges à propos de GDL, clone libre du langage de programmation IDL.

Je remercie profondément tous les membres du jury de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail ; plus particulièrement, je pense à Claude Aime et Olivier Guyon, mes rapporteurs, avec qui les discussions ont toujours été constructives.

Merci beaucoup à Céline Cavarroc et Patrice Martinez qui m'ont aidé dans les premiers moments de ma thèse et qui m'ont montré comment un doctorant se doit de stresser au moment de la rédaction. Merci également à tous ceux avec qui j'ai partagé le bureau : Céline et Patrice, puis Adeline Gicquel, Marion Mas, Davide Perna et Erwan Reffet. J'ai une pensée pour les stagiaires qui ont travaillé avec moi sur la self-coherent camera : Chloé Coton, Stéphane Melcer et Julien Totems. Merci à Anthony Boccaletti et Jean Schneider pour leurs explications sur le projet See-Coast. Je remercie Marion Mas de prendre le relai sur la self-coherent camera avec autant d'enthousiasme et de sérieux. Je tiens à remercier Jacques Baudrand dont l'aide fut précieuse au moment des expériences en laboratoire.

Je remercie amicalement Gérard Rousset, mon directeur de thèse, pour sa présence, sa disponibilité, son écoute et son aide malgré son emploi du temps extrêmement chargé. Enfin, les mots me manquent pour remercier Pierre Baudoz pour tout ce qu'il m'a apporté pendant ces trois années. Ce fut un réel plaisir de venir chaque jour au bureau et j'ai eu la double chance d'avoir un sujet de thèse intéressant et un encadrant exceptionnel. Merci Pierre.

Enfin, je remercie chaleureusement pour leur soutien : Joaõ Barbosa dos Santos Freitas e Sousa, Myriam Rodrigues, mes amis de Nice, de Paris et d'ailleurs, puis ma famille.

*À mes parents,  
à ma soeur,*



# Table des matières

---

---

<b>Introduction</b>	<b>19</b>
---------------------	-----------

---

---

---

---

## **Partie I Les exoplanètes et les techniques de détection**

---

---

<b>I.1 Les planètes extrasolaires connues</b>	<b>25</b>
I.1.1 Pourquoi étudier les exoplanètes ? . . . . .	25
I.1.2 Exemples de modèles de formation . . . . .	26
I.1.2.1 Accrétion et migration . . . . .	26
I.1.2.2 Instabilités gravitationnelles . . . . .	27
I.1.2.3 Autres modèles . . . . .	27
I.1.3 Les exoplanètes actuelles : des détections indirectes . . . . .	27
I.1.3.1 Le mouvement propre de l'étoile-hôte . . . . .	27
I.1.3.1.1 Astrométrie . . . . .	27
I.1.3.1.2 Vitesse radiale . . . . .	28
I.1.3.2 Variation de flux . . . . .	28
I.1.4 Survol des propriétés des exoplanètes détectées . . . . .	29
I.1.4.1 Relation masse-période . . . . .	29
I.1.4.1.1 Peu de géantes gazeuses massives de courte période orbitale	29

I.1.4.1.2	Efficacité de la migration . . . . .	30
I.1.4.1.3	Questions ouvertes . . . . .	30
I.1.4.2	Les distributions de masses . . . . .	31
I.1.4.2.1	Comparaison avec les étoiles binaires . . . . .	31
I.1.4.2.2	Les planètes de type neptunien . . . . .	31
I.1.4.3	La période orbitale . . . . .	32
I.1.4.4	La composition interne . . . . .	33
I.1.4.5	Détecter plus, détecter mieux ou détecter autrement ? . . . . .	34
<b>I.2</b>	<b>Imagerie à haut contraste</b>	<b>35</b>
I.2.1	Le défi à relever . . . . .	35
I.2.1.1	Faible séparation angulaire et très haut contraste . . . . .	35
I.2.1.2	Résolution angulaire, bruit de photons et bruit de tavelures . . . . .	36
I.2.2	Coronographie . . . . .	37
I.2.2.1	Bernard Lyot . . . . .	38
I.2.2.2	Coronographe stellaire de type Lyot . . . . .	40
I.2.2.3	Propagation de la lumière et mathématiques . . . . .	41
I.2.2.4	Le coronographe parfait . . . . .	43
I.2.3	Critères d'efficacité de la détection . . . . .	43
I.2.3.1	Intensité lumineuse normalisée . . . . .	44
I.2.3.2	Détection à $5\sigma$ . . . . .	44
I.2.3.3	Énergie résiduelle $C_1$ . . . . .	44
I.2.4	Correction du front d'onde . . . . .	44
I.2.4.1	Correction active et optique adaptative . . . . .	44
I.2.4.1.1	Observatoire spatial . . . . .	45
I.2.4.1.2	Observatoire terrestre . . . . .	46
I.2.4.2	Densités spectrales de puissance, spatiales et temporelles . . . . .	46
I.2.4.3	Miroirs déformables . . . . .	47
I.2.4.3.1	Zone de correction . . . . .	47
I.2.4.3.2	Modélisation et projection de la phase . . . . .	48
I.2.4.3.3	Limite intrinsèque des miroirs déformables simulés . . . . .	49
I.2.5	Estimation des aberrations pour la correction active . . . . .	50
I.2.5.1	<i>Coronagraphic interferometer</i> . . . . .	52
I.2.5.2	<i>Self-coherent camera</i> . . . . .	53
I.2.6	Techniques d'imagerie différentielle . . . . .	54
I.2.6.1	Imagerie différentielle spectrale . . . . .	55
I.2.6.2	Techniques basées sur la polarisation . . . . .	56

---

I.2.6.3	Imagerie différentielle angulaire . . . . .	56
I.2.6.4	Utilisation de l'incohérence lumineuse . . . . .	56
I.2.6.4.1	<i>Synchronous interferometric speckle subtraction</i> . . . . .	57
I.2.6.4.2	<i>Self-coherent camera</i> . . . . .	57

---



---

## Partie II Le coronographe à quatre quadrants à étages multiples

---

<b>II.1</b>	<b>Coronographe à quatre quadrants monochromatique</b>	<b>65</b>
II.1.1	En lumière monochromatique . . . . .	65
II.1.2	Limitation en lumière polychromatique . . . . .	66
II.1.3	Diverses méthodes d'achromatisation . . . . .	68
<b>II.2</b>	<b>Coronographe à quatre quadrants à étages multiples</b>	<b>69</b>
II.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	69
II.2.1.1	La cascade de coronographes . . . . .	69
II.2.1.2	Choix des diaphragmes de Lyot, quelles conséquences? . . . . .	69
II.2.1.3	Réponse spectrale d'un MFQPM, modélisation numérique . . . . .	70
II.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	70
II.2.2.1	Description du montage optique . . . . .	71
II.2.2.2	Spectre . . . . .	71
II.2.2.3	Imagerie . . . . .	73
II.2.3	Développements en cours . . . . .	74

---

## Partie III Principe de la *self-coherent camera*

---

<b>III.1</b>	<b>Formation d'images, codage des tavelures</b>	<b>83</b>
III.1.1	Absence de cohérence entre l'étoile et sa planète . . . . .	83
III.1.2	Formation d'images par la SCC en langage mathématique . . . . .	85

<b>III.2 Les différents estimateurs</b>	<b>89</b>
III.2.1 Estimateur de l'image d'un compagnon . . . . .	92
III.2.1.1 En lumière monochromatique . . . . .	92
III.2.1.2 En lumière polychromatique . . . . .	92
III.2.1.2.1 Brouillage des franges . . . . .	92
III.2.1.2.2 Dispersion des tavelures . . . . .	93
III.2.1.2.3 Les hypothèses et l'estimateur . . . . .	93
III.2.2 Estimateur des aberrations du front d'onde . . . . .	94
III.2.2.1 Amplitude complexe en aval du coronographe . . . . .	95
III.2.2.2 Cas d'un coronographe parfait . . . . .	95
III.2.2.3 Cas d'un coronographe de type Lyot . . . . .	96
III.2.3 Comment utiliser les estimateurs . . . . .	96
III.2.4 Impact des bruits de photons et de lecture . . . . .	97
III.2.4.1 Propagation des bruits à travers l'algorithme . . . . .	97
III.2.4.2 Aberrations du front d'onde, condition sur le flux de référence . . . . .	99
III.2.4.3 Impact sur l'estimateur du compagnon . . . . .	101
III.2.4.3.1 Biais . . . . .	101
III.2.4.3.2 Variance et condition sur les intensités . . . . .	101
III.2.5 Estimateurs en longue pose . . . . .	104
III.2.5.1 Les aberrations du front d'onde . . . . .	105
III.2.5.1.1 Au premier ordre . . . . .	106
III.2.5.1.2 Au deuxième ordre . . . . .	106
III.2.5.2 L'image du compagnon . . . . .	107
<b>III.3 Modélisation numérique</b>	<b>109</b>
III.3.1 Simulation de l'instrument . . . . .	109
III.3.1.1 Amplitude $A_R$ de référence . . . . .	109
III.3.1.1.1 Cas d'un coronographe parfait . . . . .	109
III.3.1.1.2 Cas d'un coronographe à quatre quadrants . . . . .	109
III.3.1.2 Chromatisme . . . . .	110
III.3.1.2.1 Amplitude des aberrations . . . . .	110
III.3.1.2.2 Image polychromatique . . . . .	110
III.3.1.3 Bruit de photons . . . . .	110
III.3.2 Exemple de correction active dans un cas idéal . . . . .	110

---

---

## Partie IV *Self-coherent camera* et coronographe parfait

---

---

<b>IV.1 Analyseur de surface d'onde : étude de la voie de référence</b>	<b>117</b>
IV.1.1 Diamètre de la pupille de référence . . . . .	118
IV.1.1.1 Compromis entre stabilité et flux . . . . .	118
IV.1.1.2 Impact des zéros de la référence sur les performances . . . . .	118
IV.1.2 Stabilité requise . . . . .	121
IV.1.2.1 Tip-tilt dans la voie de référence . . . . .	121
IV.1.2.2 Piston dans la voie de référence . . . . .	121
IV.1.3 Adaptation du temps de pose et du flux de la référence . . . . .	124
IV.1.3.1 Variation du flux reçu par le détecteur . . . . .	124
IV.1.3.2 Protocoles proposés . . . . .	125
IV.1.3.2.1 Ajustement du temps de pose . . . . .	125
IV.1.3.2.2 Ajustement du flux de la référence . . . . .	126
<b>IV.2 Analyseur de surface d'onde : erreurs d'amplitude et chromatisme</b>	<b>129</b>
IV.2.1 Impact des aberrations d'amplitude . . . . .	129
IV.2.1.1 Aire corrigée divisée par deux et limitation du niveau de correction . . . . .	129
IV.2.1.2 Mais la SCC estime correctement les aberrations d'amplitude . . . . .	132
IV.2.2 Impact du chromatisme . . . . .	133
IV.2.2.1 Estimateur polychromatique : régularisation du pauvre . . . . .	133
IV.2.2.2 Limitation du champ d'observation . . . . .	136
IV.2.2.3 Performances en lumière polychromatique . . . . .	137
IV.2.2.4 Le compensateur de Wynne . . . . .	140
<b>IV.3 Analyseur de surface d'onde en longue pose</b>	<b>143</b>
IV.3.1 Hypothèses de la simulation . . . . .	144
IV.3.1.1 La self-coherent camera . . . . .	144
IV.3.1.2 Les aberrations du faisceau . . . . .	144
IV.3.2 Mesure des aberrations de phase et d'amplitude . . . . .	144
<b>IV.4 Estimation de l'image d'un compagnon</b>	<b>147</b>
IV.4.1 Impact du chromatisme . . . . .	147
IV.4.2 Voie de référence . . . . .	150

---

IV.4.2.1 La référence, ses zéros et son bruit de photons . . . . .	150
IV.4.2.1.1 Division par zéro . . . . .	150
IV.4.2.1.2 Bruit de photons . . . . .	151
IV.4.2.2 Centrage de l'image de référence . . . . .	152
IV.4.2.3 Flux de l'image de référence . . . . .	154
IV.4.3 Faible sensibilité aux aberrations non communes . . . . .	155

---



---

**Partie V *Self-Coherent Camera* et coronographe à quatre quadrants**

---



---

<b>V.1 Analyseur de surface d'onde : optimisation de l'instrument</b>	<b>163</b>
V.1.1 Schéma optique d'une SCC-FQPM . . . . .	163
V.1.2 Voie de référence . . . . .	165
V.1.2.1 Piston dans la voie de référence . . . . .	165
V.1.2.2 Intensité de la voie de référence . . . . .	166
V.1.2.2.1 Forme de la tache de diffraction . . . . .	166
V.1.2.2.2 Diamètre de la pupille de référence . . . . .	166
V.1.3 Estimations des aberrations du front d'onde . . . . .	170
V.1.3.1 Estimateur brut . . . . .	170
V.1.3.2 Nouvel estimateur . . . . .	171
V.1.3.3 Performances . . . . .	173
V.1.4 Impact du chromatisme et des aberrations d'amplitude . . . . .	176
<b>V.2 Analyseur de surface d'onde : étude expérimentale en laboratoire</b>	<b>179</b>
V.2.1 Le banc d'Imagerie Très Haute Dynamique . . . . .	179
V.2.1.1 Version achromatique . . . . .	179
V.2.1.1.1 Objectifs . . . . .	179
V.2.1.1.2 Schéma optique . . . . .	180
V.2.1.1.3 La source lumineuse . . . . .	181
V.2.1.1.4 Ouverture du faisceau et miroirs paraboliques . . . . .	181
V.2.1.1.5 Miroir de basculement . . . . .	182
V.2.1.1.6 Deuxième analyseur de surface d'onde . . . . .	182
V.2.1.1.7 Miroir déformable . . . . .	183

---

V.2.1.1.7.1 <i>MEMS Boston Michromachines</i> . . . . .	183
V.2.1.1.7.2 Miroir OKO . . . . .	183
V.2.1.1.8 Détecteur . . . . .	183
V.2.1.2 Version monochromatique . . . . .	185
V.2.2 Estimation expérimentale d'un défaut de phase . . . . .	186
V.2.2.1 Protocole . . . . .	186
V.2.2.2 Traitement des données et résultats . . . . .	186
<b>V.3 Analyseur de surface d'onde et estimation de l'image du compagnon</b>	<b>191</b>
V.3.1 Hypothèses de la simulation . . . . .	191
V.3.2 Résultats, détections de planètes Terre . . . . .	192

---



---

## Conclusion

---



---

<b>Résultats</b>	<b>197</b>
<b>Perspectives</b>	<b>199</b>

---



---

## Annexes

---



---

<b>A Liste des publications</b>	<b>203</b>
<b>B Article CRAS 8 P. 333-339 Galicher, R., &amp; Baudoz, P., 2007</b>	<b>205</b>
<b>C Article A&amp;A 488 P. L9-L12 Galicher, R. <i>et al.</i>, 2008</b>	<b>213</b>
<b>D Article soumis à A&amp;A Galicher, R. <i>et al.</i>, 2009</b>	<b>219</b>

*Table des matières*

---

<b>Table des figures</b>	<b>235</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>239</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>241</b>

# Introduction

*Agis comme si la maxime de ton action  
devait être érigée par ta volonté en loi  
universelle de la nature.*  
Emmanuel Kant.



Beaucoup de savants ont partagé l'intuition profonde que des planètes ou mondes autres que la Terre existaient et orbitaient autour d'autres étoiles : Épicure (342-270 avant J. C.), Giordano Bruno (1548-1600), Bernard le Bovier de Fontenelle (1657-1757), Christian Huygens (1629-1695). Ce dernier écrivait à ce propos :

*N'hésitons pas, nous, à admettre comme les principaux Philosophes de notre temps, que la nature des étoiles et celle du Soleil est la même. D'où résulte une conception du monde beaucoup plus grandiose que celle qui correspond aux vues antérieures plus ou moins traditionnelles. Car qu'est-ce qui empêche maintenant de penser que chacune de ces étoiles ou Soleils a des planètes autour d'elle et que ces planètes à leur tour sont pourvues de lunes ?*

Mais il ne s'agissait que d'intuitions et il fallut attendre 1992 pour que la preuve scientifique de l'existence de tels objets soit apportée par Wolszczan & Frail (1992) qui découvrirent, autour du pulsar PSR 1257 + 12, deux exoplanètes, c'est-à-dire deux planètes orbitant autour d'une étoile autre que notre Soleil. Cette découverte fut confirmée quelques années plus tard par Mayor & Queloz (1995) qui détectèrent la présence d'une planète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale, 51 Peg. Cette planète extrasolaire – ou exoplanète – remet en cause tous les modèles de formation et d'évolution planétaire existant alors puisqu'aucun d'entre eux ne permettait d'expliquer la présence de cette géante gazeuse (masse de 0,4 masse de Jupiter) si proche de son étoile-hôte (un vingtième de la distance Terre-Soleil). Une nouvelle catégorie de planètes apparut alors, celle des jupiter chauds. Un nouveau type de planètes, des questions ouvertes sur leur formation et leur évolution, un nombre croissant rapidement de planètes détectées : le domaine de la recherche sur les exoplanètes naissait.

Depuis quinze années, plus de 350 planètes extrasolaires ont été détectées et caractérisées. La quasi-totalité (97%) de ces détections sont indirectes, au sens où la présence de la planète est décelée sans que la lumière émise par celle-ci ne soit détectée. Les détections indirectes donnent accès à certains paramètres orbitaux (demi-grand axe, période et excentricité de l'orbite) et à quelques paramètres physiques de la planète (valeur minimum de la masse et plus rarement le rayon). Pour explorer l'ensemble des paramètres possibles et ainsi contraindre les modèles de formation et d'évolution des planètes, il faut associer ces techniques indirectes à des techniques directes comme la détection directe de la lumière planétaire. Cette lumière – ces photons – contient des informations primordiales sur la composition chimique de l'atmosphère et la température de la planète. Certains pensent que cette lumière planétaire permettra également de répondre à la question « Existe-t-il une vie ailleurs que sur Terre ? ».

Mais de telles détections directes se heurtent à plusieurs problèmes de taille. En premier lieu, l'étoile-hôte et sa planète sont très proches l'une de l'autre une fois projetées sur la sphère céleste (séparation angulaire de quelques fractions de seconde d'angle). Cette difficulté peut être surmontée en utilisant un télescope spatial de grand diamètre et donc, de grande résolution angulaire. Une autre solution est d'associer un télescope terrestre de grand diamètre à un système compensant les perturbations atmosphériques. La deuxième difficulté de la détection directe est la très grande différence de flux lumineux entre l'étoile-hôte et sa planète. La première est en effet de l'ordre de un million, voire un milliard de fois plus brillante que la seconde et une photographie directe de ce système ne montrerait que l'image de l'étoile. Un instrument réduisant le flux stellaire sans affecter le flux planétaire est alors requis. Une fois ces deux écueils évités, un troisième, majeur, apparaît : les limites des technologies utilisées pour construire les télescopes et leurs instruments. Par exemple, la surface des miroirs du télescope n'est jamais parfaitement lisse et présente une rugosité qui, même à des niveaux de l'ordre du nanomètre, gêne considérablement les performances de la détection. Là encore, des solutions existent. Elles consistent à compenser ou estimer les erreurs introduites par ces rugosités ou autres limitations technologiques de réalisation.

Toutes ces solutions existent. Elles sont pour la plupart très récentes et en pleine évolution et,

pendant ma thèse, je me suis intéressé sur des plans théoriques et expérimentaux – simulations numériques et démonstrations en laboratoire – à deux instruments étudiés pour surmonter les deux dernières limitations : un coronographe pour atténuer le flux lumineux de l'étoile sans affecter celui de la planète et une technique post-coronographique pour minimiser l'impact des limitations technologiques de réalisation.

Avant de présenter ces techniques dédiées à la détection directe des exoplanètes, je décris brièvement dans la première partie les techniques de détection indirecte et les caractéristiques des exoplanètes dont elles ont décelé la présence. J'introduis dans la suite de cette partie des concepts liés à l'imagerie directe, dite à haut contraste, comme la coronographie, l'optique adaptative, la correction active et l'imagerie différentielle. Je dédie la deuxième partie à l'étude d'un nouveau concept coronographique appelé le coronographe à quatre quadrants à étages multiples et de sigle MFQPM pour *multi-stage four quadrant phase mask*. Je fais part des résultats théoriques et expérimentaux que j'ai obtenus, et présente les développements futurs de l'instrument. Je consacre les trois dernières parties à la *self-coherent camera*<sup>1</sup> (SCC). Il s'agit d'une technique post-coronographique destinée à corriger ou réduire les aberrations qui limitent la qualité des images coronographiques et, par là, les contrastes accessibles par détection directe. Dans la troisième partie du manuscrit, je détaille le principe de la technique qui repose sur l'incohérence entre les lumières issues de l'étoile et de sa planète et je présente ses deux modes complémentaires de fonctionnement : analyseur de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle. Dans la quatrième partie, je mène une étude paramétrique des deux modes de fonctionnement de la *self-coherent camera* associée à un coronographe parfait. Cette hypothèse de perfection du coronographe me permet de mettre en évidence les performances intrinsèques de la méthode. Dans la cinquième partie, j'associe la SCC à un coronographe plus réaliste, le coronographe à quatre quadrants (FQPM). J'optimise par simulations numériques l'instrument auquel je donne le nom de SCC-FQPM, et je présente les premiers résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'imagerie très haute dynamique (ITHD) au développement duquel j'ai activement participé. Enfin, je profite des résultats des différentes études que j'ai menées pour associer une SCC-FQPM à un télescope spatial et simuler, sous des conditions réalistes, la détection de planètes de types Jupiter, super-Terre et Terre.

---

<sup>1</sup>Nous aurions pu (dû) choisir et imposer le nom français de la technique (caméra auto-cohérente) mais nous ne l'avons pas fait. En conséquent, les spécialistes du sujet connaissent la technique sous le nom de *self-coherent camera* que j'emploierai dans mon manuscrit.

## Première partie

# Les exoplanètes et les techniques de détection

*La franchise ne consiste pas à dire ce  
qu'on pense, mais à penser ce qu'on  
dit.*

Coluche



# Chapitre I.1

## Les planètes extrasolaires connues

Dans ce chapitre, je ne cherche pas à résumer tout ce que nous savons aujourd'hui sur les exoplanètes. Mon objectif est de mettre en évidence que les différentes techniques de détection et de caractérisation des exoplanètes sont complémentaires car chacune d'elles donne accès à un volume de l'espace des paramètres physiques et orbitaux des planètes extrasolaires. Ce n'est qu'en associant les résultats obtenus par différentes techniques que nous pourrions contraindre les différents modèles de formation et d'évolution qui sont proposés.

### I.1.1 Pourquoi étudier les exoplanètes ?

Une exoplanète, encore nommée planète extrasolaire, est une planète qui orbite autour d'une étoile autre que notre Soleil. La première orbitant autour d'une étoile de la séquence principale<sup>2</sup> fut détectée par Mayor & Queloz (1995). Au 8 juillet 2009, plus de 353 exoplanètes sont référencées (<http://www.exoplanet.eu>) et ce nombre ne cesse de croître comme le montre la figure I.1.1.

Une première raison pour laquelle nous cherchons à détecter et caractériser ces exoplanètes est sans aucun doute la curiosité humaine qui nous pousse à savoir s'il existe des planètes autour d'autres étoiles, si, parmi elles, une ressemble à notre planète Terre et enfin, si une exoplanète est habitée, c'est-à-dire si la vie s'est développée autre part que sur Terre. Ce dernier point pose un problème : qu'est-ce que la « vie » ? Il est communément accepté que la recherche de la vie extraterrestre passe par la recherche d'une planète semblable à notre Terre sur laquelle l'eau peut être trouvée à l'état liquide et dont l'atmosphère est enrichie en oxygène. Cependant, dans les abysses de nos océans, des écosystèmes fondés sur la chimie du soufre ou celle du méthane et n'utilisant pas de carbone organique fourni par la photosynthèse ont été découverts (Minic *et al.*, 2006). Nous pouvons alors nous demander pourquoi il n'existerait pas une vie extraterrestre dont la physico-chimie serait très différente de la nôtre. Ce sujet est très ouvert et il l'est d'autant plus que les différentes hypothèses proposées ne peuvent être ni confirmées ni infirmées par les observations actuelles.

Ces observations peuvent en revanche être utilisées pour contraindre les différents modèles de formation et d'évolution des planètes. Avant 1995, les modèles de formation planétaire étaient conçus pour décrire le seul système planétaire connu alors : notre système solaire constitué de planètes telluriques, plus proches du Soleil, et de géantes gazeuses, plus éloignées du Soleil.

---

<sup>2</sup>Quatre exoplanètes ont été détectées entre 1992 et 1994 mais elles orbitent autour des pulsars PSR 1257 + 12 et PSR B1620 – 26 qui ne font pas partie de la séquence principale. L'objet détecté en 1989, HD114762b, n'a été confirmé qu'en 1996.

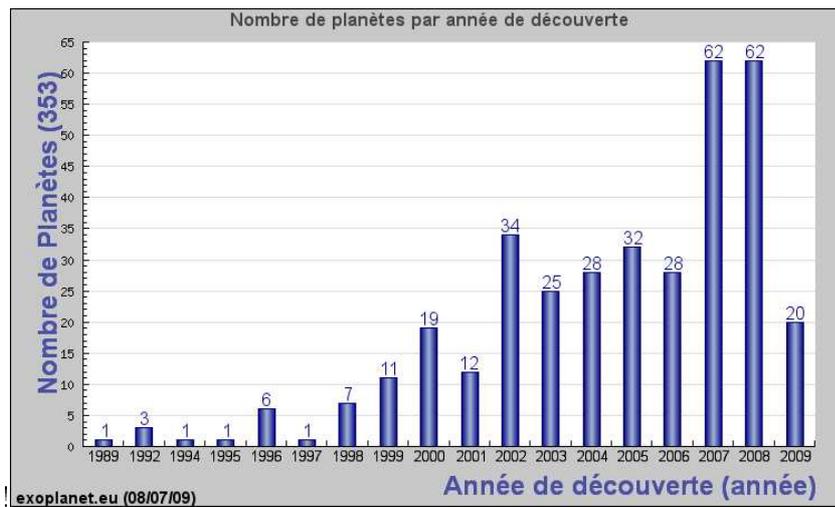


FIG. I.1.1 – Nombre de détections d'exoplanètes par année de découverte.

Dès la première détection d'une exoplanète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale (Mayor & Queloz, 1995), ces modèles ont été remis en cause par la découverte d'un nouveau type de planètes, des géantes gazeuses qui orbitent très près de leur étoile-hôte : les jupiter chauds. Les modèles de formation planétaire ne permettaient pas d'expliquer comment de telles planètes se formaient, ni pour quelles raisons aucun jupiter chaud n'était présent dans notre système solaire. Depuis 1995, de nouveaux mécanismes de formation et d'évolution des planètes ont été proposés (paragraphe I.1.2) et contraints par les études statistiques des propriétés physiques des nombreuses exoplanètes détectées (paragraphe I.1.3 et I.1.4). Il reste cependant des questions ouvertes et il est indispensable d'augmenter le nombre de planètes détectées en améliorant et diversifiant les techniques de détection (chapitre I.2) car chaque technique donne accès à un certain volume de l'espace des paramètres physiques et orbitaux des planètes.

## I.1.2 Exemples de modèles de formation

Un des sujets de la recherche en astronomie et astrophysique qui est très ouvert est celui de la formation des planètes. Il paraît établi que les planètes se forment à partir du disque protoplanétaire, disque de poussières et de gaz qui entoure l'étoile simple ou multiple en formation, mais les mécanismes mis en jeu ne sont pas clairement identifiés. Je mets en avant dans cette partie deux modèles de formation des géantes gazeuses qui reposent sur l'accrétion et la migration d'une part, et sur les instabilités gravitationnelles d'autre part.

### I.1.2.1 Accrétion et migration

Selon le modèle le plus accepté (Papaloizou & Terquem, 2006), la formation des géantes gazeuses s'effectue en plusieurs étapes. La première est l'accrétion de roches (silicate) et de glaces (eau, méthane, ammonium) dans la partie externe du disque protoplanétaire où la température est suffisamment basse pour que les glaces existent. Dans la deuxième étape, le noyau ainsi formé, et dont la masse est comprise entre 10 et 15 masses terrestres, accrète du gaz en un temps inférieur au temps de vie du disque protoplanétaire qui est de l'ordre de 10 millions d'an-

nées (Haisch *et al.*, 2001). La troisième étape, qui débute avant la fin de la deuxième, est la migration de la planète vers le centre du système planétaire (Trilling *et al.*, 1998; Rice & Armitage, 2003). Enfin, la planète se stabilise sur une orbite plus (planète de type Jupiter chaud) ou moins (planète de type Jupiter) proche de l'étoile centrale (Pätzold & Rauer, 2002; Udry *et al.*, 2002).

### I.1.2.2 Instabilités gravitationnelles

Le deuxième modèle le plus étudié propose que les géantes gazeuses se forment *in situ*, donc sans migration, par suite d'instabilités gravitationnelles du gaz du disque protoplanétaire. Le temps de formation est court devant le temps de vie du disque. Des modèles de formation autour d'étoiles binaires (Boss, 2006a), sur des orbites lointaines (Boss, 2006b) ou autour de naines M (Boss, 2006c) ont été proposés.

### I.1.2.3 Autres modèles

De nombreuses variantes de ces modèles existent. Par exemple, Bodenheimer *et al.* (2000); Hubickyj *et al.* (2005) proposent un modèle de formation dans lequel les géantes gazeuses de type Jupiter non chaud se formeraient par accréation *in situ*. D'autre part, des modèles expliquant la formation des planètes solides sont également étudiés et Papaloizou & Terquem (2006) les présentent dans leur travail de synthèse des différents modèles de formation planétaire.

## I.1.3 Les exoplanètes actuelles : des détections indirectes

Avant d'étudier les paramètres physiques des exoplanètes, il est indispensable d'expliquer comment ils sont obtenus. J'explique au chapitre I.2 que réaliser une image directe d'une exoplanète est un véritable défi car celle-ci est à la fois très proche de son étoile-hôte et beaucoup plus faible en intensité. Pour ces raisons, actuellement, à l'exception d'une petite dizaine, toutes les exoplanètes ont été détectées par des méthodes dites indirectes : la présence des compagnons est trahie par le mouvement de l'étoile-hôte dont la position ou la vitesse de déplacement sont observées avec précision (partie I.1.3.1) ou, moins fréquemment, par la variation du flux reçu de l'étoile-hôte (partie I.1.3.2).

### I.1.3.1 Le mouvement propre de l'étoile-hôte

D'après les lois de la mécanique newtonienne, deux corps, une étoile et une planète de masses respectives  $M_1$  et  $M_2$ , s'attirent et tournent autour du centre de masse du système avec la même période orbitale  $P$ . Si le demi-grand axe de l'orbite de la planète est  $a$ , celui de l'étoile est  $M_2/M_1 a$  (Santos, 2008). Comme l'étoile est beaucoup plus massive que sa planète ( $M_2 \ll M_1$ ), l'amplitude de son mouvement est très faible. Plusieurs techniques ont été proposées pour la mesurer comme l'astrométrie (mesure du déplacement transversal, paragraphe I.1.3.1.1) et la mesure de la vitesse radiale des étoiles (mesure du déplacement longitudinal, paragraphe I.1.3.1.2).

#### I.1.3.1.1 Astrométrie

L'objectif de l'astrométrie est de déterminer avec précision la position de l'étoile projetée sur le ciel en fonction du temps. En théorie, il est facile d'en déduire la période  $P$ , le demi-grand axe  $a$  et la masse du compagnon  $M_2$  et l'inclinaison de l'orbite – ce dernier paramètre n'est pas

mesurable par la technique des vitesses radiales. Dans la pratique, la mesure est assez complexe ne serait-ce que parce que : la masse de l'étoile n'est pas mesurée mais issue d'un modèle d'évolution stellaire ; le mouvement observé est la projection à deux dimensions sur la sphère céleste et non la véritable orbite à trois dimensions ; et ce mouvement est très faible et difficile à détecter avec les instruments actuels. Pour ces raisons, l'astrométrie n'a à ce jour permis de détecter que des compagnons (planètes ou naines brunes) déjà révélés par la technique des vitesses radiales. Elle reste *a priori* intéressante pour des compagnons assez massifs et de grande période qui induisent un mouvement mesurable de leur étoile-hôte ou pour des exoplanètes autour d'étoiles jeunes et actives – contrairement aux autres techniques indirectes, l'astrométrie paraît moins sensible aux bruits provoqués par l'activité de l'étoile ou par la présence d'un disque (Sozzetti, 2005).

### I.1.3.1.2 Vitesse radiale

La deuxième méthode est la mesure par effet Doppler-Fizeau de la vitesse radiale, vitesse de déplacement selon la ligne de visée, de l'étoile-hôte. De cette mesure, dont le signal est d'autant plus important que le compagnon est massif et proche de son étoile-hôte, peuvent se déduire la masse minimale du compagnon et des paramètres de son orbite (période, demi-grand axe, excentricité, etc, Butler *et al.* , 2006; Santos, 2008). Les limitations sont instrumentales (stabilité, étalonnage) ou dues à l'étoile étudiée (convection inhomogène, modes non radiaux de pulsation, taches solaires, etc, Santos, 2008). Pour ces raisons, les listes de cibles de cette technique sont constituées principalement d'étoiles « vieilles » et calmes (peu d'oscillations internes) de la séquence principale de type F, G, K et M. Malgré ces limitations, 80% des exoplanètes connues à ce jour ont été détectées par la technique des vitesses radiales.

### I.1.3.2 Variation de flux

Quand un compagnon passe entre son étoile-hôte et l'observateur, il masque une fraction du disque stellaire et bloque une partie de la lumière qui devrait arriver jusqu'à l'observateur : il s'agit d'un transit primaire. La probabilité géométrique d'un tel événement est donnée par le rapport  $a/R_{\star}$  où  $R_{\star}$  est le rayon de l'étoile-hôte et  $a$  est le demi-grand axe de l'orbite planétaire. Pour un jupiter chaud d'une période orbitale de 3 jours, cette probabilité est  $\sim 10\%$ . Pour une planète de période 1 an, la probabilité chute à  $\sim 0,5\%$ . Ainsi, la détection peut avoir lieu avec une probabilité raisonnable pour des compagnons très proches de leur étoile (de l'ordre de quelques dixièmes d'unité astronomique<sup>3</sup>, Santos, 2008). En mesurant la variation de flux stellaire avec précision – inférieure au pourcent pour une planète de type Jupiter – sur un temps plus long que la durée du transit et en connaissant le rayon de l'étoile-hôte, il est possible de déterminer le demi-grand axe  $a$  relativement au rayon de l'étoile  $a/R_{\star}$ , le rayon du compagnon relativement à celui de l'étoile  $R_p/R_{\star}$ , la période orbitale et l'inclinaison de l'orbite. Si cette mesure photométrique est couplée à une mesure de vitesses radiales du même objet, la densité du compagnon est accessible comme nous le verrons dans la partie I.1.4.4.

D'autres techniques – lentilles gravitationnelles pour des exoplanètes de faible masse et de grande période orbitale ou variation du rayonnement radio des pulsars – existent mais ont donné lieu à très peu de détections.

---

<sup>3</sup>Une unité astronomique est l'unité de longueur qui correspond à la distance Terre-Soleil, soit 150 millions de kilomètres.

## I.1.4 Survol des propriétés des exoplanètes détectées

La détection des exoplanètes s'accompagne de la détermination de certains de leurs paramètres orbitaux, spectraux ou de structure interne. Pour contraindre au mieux les modèles et mécanismes mis en jeu dans la formation et l'évolution des planètes, la méthode la plus naturelle est de réaliser une étude statistique de ces caractéristiques observationnelles. Ce domaine, bien que très intéressant et excitant scientifiquement, n'est pas l'objectif principal de mon travail de thèse et je ne présente que quelques résultats pour mettre en avant de nombreuses questions ouvertes et la nécessité d'augmenter le nombre de détections et de diversifier les méthodes de détection.

### I.1.4.1 Relation masse-période

Le diagramme représentant la masse des exoplanètes en fonction de leur période orbitale contraint fortement les modèles de formation planétaire.

#### I.1.4.1.1 Peu de géantes gazeuses massives de courte période orbitale

Cumming *et al.* (2008) ont remarqué qu'aucune planète de masse supérieure à  $2 M_J$  et de période orbitale inférieure à 10 jours n'a été détectée à ce jour. D'après le diagramme de la figure I.1.2, extrait des articles de Udry & Santos (2007) et Santos (2008), en ignorant le système multiple autour de l'étoile HD168443, il n'y a aucune planète détectée avec une masse supérieure à  $2,25 M_J$  et une période inférieure à 100 jours. Ces deux constatations et d'autres similaires (Zucker & Mazeh, 2002) ne sont pas dues à un biais observationnel car la technique des vitesses radiales permet de détecter d'autant plus facilement des exoplanètes massives et proches de leur étoile-hôte (voir la section I.1.3.1.2). Pour expliquer cette absence de planètes massives de période orbitale courte, Trilling *et al.* (1998), Pätzold & Rauer (2002) et Udry *et al.* (2002) ont proposé des modèles dans lesquels une planète massive et proche de son étoile après migration perdrait de l'énergie par effets de marée. Cette déperdition d'énergie pourrait réduire le rayon de l'orbite jusqu'à la limite de Roche et provoquer la chute de la planète sur son étoile sur des échelles de temps très courtes, c'est-à-dire plus petites que le temps de vie de l'étoile-hôte. D'autres scénarios issus du modèle de migration (paragraphe I.1.2.1) et expliquant cette absence d'exoplanètes massives de période orbitale courte ont également été envisagés :

- Trilling *et al.* (1998) ont montré que la migration pourrait être moins efficace pour les planètes très massives qui resteraient alors éloignées de l'étoile centrale et que pour celles qui réussissent à migrer, un transfert de masse de la géante gazeuse vers son étoile-hôte après migration pourrait avoir lieu sans que la planète chute sur l'étoile ;
- Nelson *et al.* (2000) ont utilisé trois codes numériques indépendants pour montrer l'existence d'une masse limite maximale pour les géantes gazeuses qui orbitent proche de leur étoile-hôte. Les interactions considérées sont des effets de marée de la protoplanète avec le disque de gaz.

Dans le cas d'un modèle de formation des planètes *via* des instabilités gravitationnelles du disque protoplanétaire (partie I.1.2.2), Zucker & Mazeh (2002) supposent que la masse de la planète formée dépend de la masse de matériau à disponibilité dans le disque – plus la planète est proche de l'étoile, moins de matériau est disponible pour sa formation. Ils restent cependant prudents et appellent à des études plus précises nécessitant de nouvelles détections.

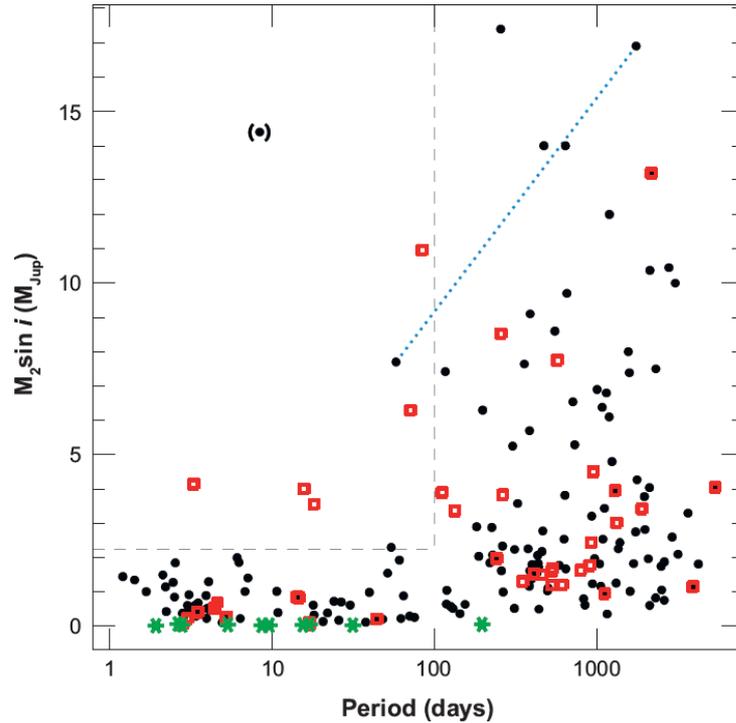


FIG. I.1.2 – Diagramme masse-période des exoplanètes géantes gazeuses détectées autour d'étoiles simples (points noirs) et d'étoiles doubles (carrés rouges). Les planètes extrasolaires solides sont représentées en vert. Les frontières hachurées correspondent à  $2.25 M_J$  et 100 jours. Le segment en pointillé relie les deux exoplanètes géantes qui orbitent autour de HD168443. La probable naine brune HD162020 est entre parenthèses. Figure extraite de Udry & Santos (2007).

#### I.1.4.1.2 Efficacité de la migration

Une deuxième remarque sur le diagramme masse-période de la figure I.1.2 est l'augmentation de la masse maximum des exoplanètes détectées quand la période orbitale augmente. Une fois encore, il ne s'agit pas d'un biais observationnel puisque les planètes sont plus facilement détectées quand elles sont massives et proches de l'étoile centrale. Dans le cadre d'un modèle de formation planétaire reposant sur l'accrétion de matière, plus une planète est massive, plus elle se forme loin de son étoile-hôte car il y a alors plus de matériau à accréter sur l'orbite parcourue. Or, la migration d'une planète éloignée serait plus difficile à initier car, selon Udry & Santos (2007), il faudrait qu'une grande portion du disque protoplanétaire soit perturbé pour modifier la trajectoire de la planète. Une des conséquences d'un tel modèle est bien une augmentation de la masse maximum des exoplanètes quand la période augmente. Trilling *et al.* (2002) arrivent à une conclusion équivalente qui reste cependant à confirmer.

#### I.1.4.1.3 Questions ouvertes

- D'autres particularités de ce diagramme masse-période restent à confirmer ou infirmer :
- est-ce que la distribution des masses dépend de la période orbitale, c'est-à-dire de la distance à l'étoile centrale ? Une telle dépendance signifierait que plusieurs mécanismes de migration existent (Armitage, 2007).

- est-ce que les planètes se forment selon les mêmes mécanismes autour des étoiles simples et des étoiles multiples (Zucker & Mazeh, 2002; Udry & Santos, 2007) ?
- est-ce que les modèles proposés pour la formation des géantes gazeuses s'appliquent aux exoplanètes de type terrestre (Udry & Santos, 2007) ?
- quel est l'impact du type stellaire de l'étoile-hôte ?

Pour répondre à ces questions, nous devons attendre que le nombre de détections de planètes extrasolaires augmente ou que des paramètres intrinsèques aux planètes soient déterminés (composition et profil de température de leur atmosphère, composition interne, albédo).

## I.1.4.2 Les distributions de masses

### I.1.4.2.1 Comparaison avec les étoiles binaires

La plupart des exoplanètes détectées ont une masse inférieure à  $5 M_J$  mais la distribution des masses de ces objets (figure I.1.3) s'étend au-delà de  $10 M_J$  jusqu'au domaine des masses des étoiles binaires. Aucune limite n'a été bien définie entre ces deux distributions. En revanche, le nombre de planètes diminue au-delà de  $10 M_J$  et l'intervalle peu peuplé entre les deux distributions (de  $15$  à  $60 M_J$ ) est appelé « le désert des naines brunes » (Halbwachs *et al.*, 2000). L'existence de distributions distinctes de masses pour les étoiles binaires et pour les exoplanètes reste à confirmer mais serait un argument fort pour affirmer que les mécanismes de formation de ces deux familles d'objets sont différents (Udry & Santos, 2007; Santos, 2008).

### I.1.4.2.2 Les planètes de type neptunien

Sur la figure I.1.3 qui donne le nombre d'exoplanètes détectées en fonction de leur masse, il apparaît deux distributions distinctes : une pour les géantes gazeuses et une pour les planètes de type neptunien respectivement centrées autour de  $\sim 1 M_J$  et  $\sim 0,03 M_J$  qui correspond presque à une masse neptunienne ( $0,05 M_J$ ). Là encore, l'existence de ces deux distributions distinctes laisse sup-

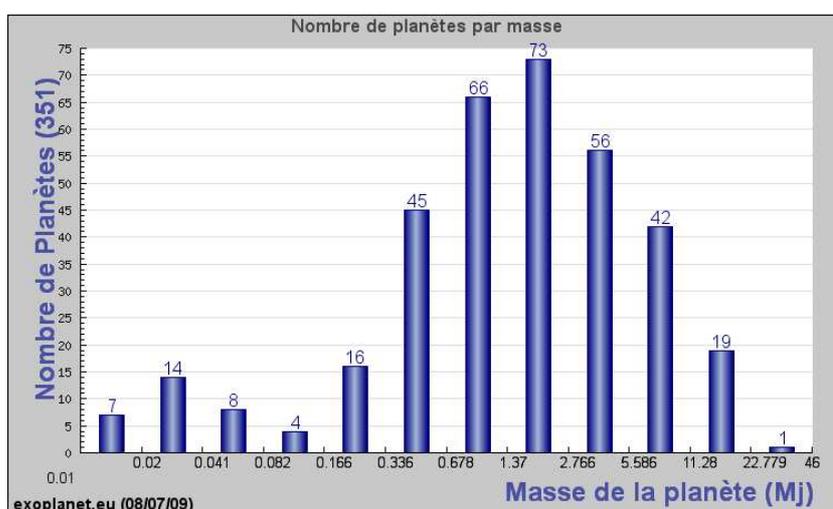


FIG. I.1.3 – *Histogramme des masses des exoplanètes détectées, toutes techniques confondues. Extrait de <http://exoplanet.eu/>.*

poser que les formations planétaires des géantes gazeuses et des planètes solides de type neptunien

ne reposent pas sur les mêmes mécanismes physiques. Pour s'en assurer, il faut d'une part, augmenter le nombre de détections pour confirmer les deux distributions distinctes et d'autre part, avoir accès aux spectres des planètes neptuniennes pour confirmer les modèles sur leur composition (noyau de glaces et de roches, Alibert *et al.*, 2006) et leur atmosphère (évaporation partielle ou totale de l'atmosphère à proximité de l'étoile-hôte, Vidal-Madjar & Lecavalier des Étangs, 2004; Baraffe *et al.*, 2005; Hubbard *et al.*, 2007). Cependant, à ce jour, les détections d'objets de masse si faible ne sont pas fréquentes et correspondent aux limites instrumentales.

### I.1.4.3 La période orbitale

Une distribution très étudiée dans la littérature est celle des périodes orbitales des exoplanètes géantes gazeuses, tracée sur la figure I.1.4 (Tabachnik & Tremaine, 2002; Butler *et al.*, 2006; Udry & Santos, 2007; Cumming *et al.*, 2008). La décroissance du nombre d'exoplanètes

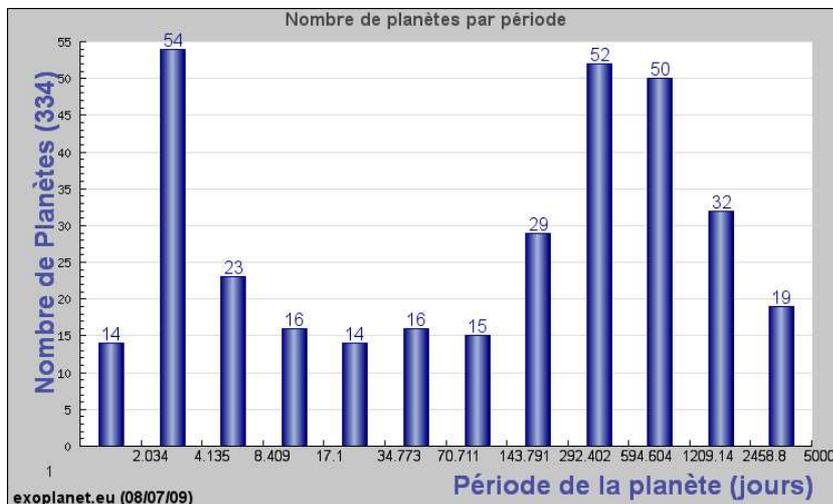


FIG. I.1.4 – Histogramme des périodes des exoplanètes détectées. Extrait de <http://exoplanet.eu/>.

pour les grandes périodes est un biais observationnel parce que les campagnes d'observations n'ont pas encore duré assez longtemps pour permettre de telles détections. En revanche, le pic à trois jours est certain et serait le résultat des mécanismes d'arrêt de la migration de la planète vers son étoile-hôte (Udry *et al.*, 2003). L'augmentation du nombre d'exoplanètes quand la période orbitale s'allonge conforte l'idée que les planètes géantes gazeuses se forment loin de leur étoile-hôte<sup>4</sup> et migrent vers celle-ci. Cependant, cette augmentation observée ne correspond pas exactement à celle prévue par les modèles actuels de formation planétaire. D'autres modèles sont à l'étude (Ida & Lin, 2008) mais seules de nouvelles détections permettront de s'assurer qu'il ne s'agit pas d'un biais observationnel. Enfin, une extrapolation de ce diagramme prévoit un grand nombre de planètes de type Jupiter entre 3 et 20 unités astronomiques (Marcy *et al.*, 2005). Cette prévision est très encourageante pour les futurs instruments dédiés à l'imagerie directe d'exoplanètes tels le *spectro-polarimetric high-contrast exoplanet research* (Sphere, Beuzit *et al.*, 2008) pour le *very large telescope* (VLT) et le *Gemini planet imager* (GPI, Macintosh *et al.*, 2008)

<sup>4</sup>Suivant la troisième loi de Kepler, plus la période orbitale est longue, plus la distance à l'étoile centrale est grande.

pour le *Gemini telescope* pour les observations au sol et le *James Webb space telescope* (JWST, Meixner *et al.*, 2009) ou encore le *terrestrial planet finder* (TPF, Traub *et al.*, 2007).

#### I.1.4.4 La composition interne

La mesure des vitesses radiales permet d'estimer entre autres la masse minimum<sup>5</sup> de la planète. La technique des transits primaires, quant à elle, donne accès au rayon de la planète. Si un objet est observé par ces deux techniques, une valeur de sa densité est alors accessible ! Ce point

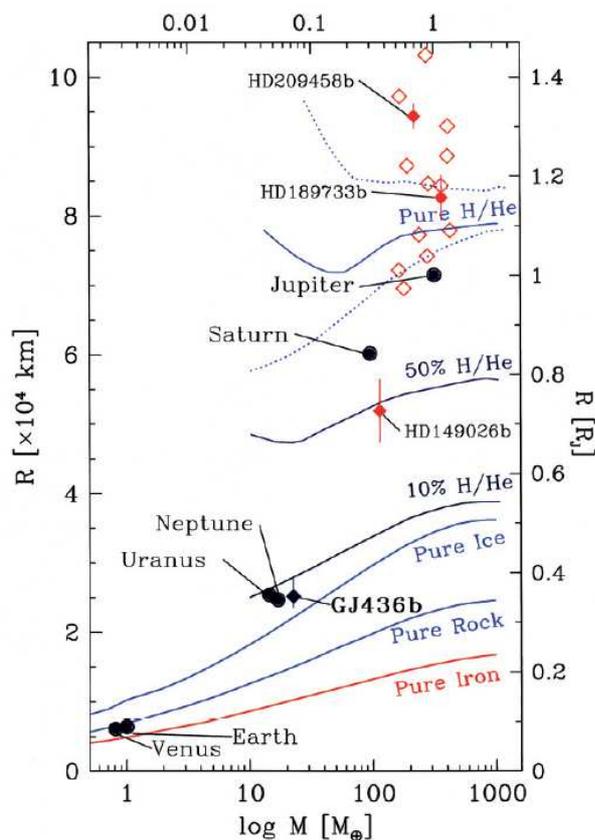


FIG. I.1.5 – Diagramme masse-rayon pour des jupiter chauds (diamants rouges), une exoplanète de type neptunien (diamant noir) et des planètes de notre système solaire (ronds). **Traits pleins :** modèles de Fortney *et al.* (2007) pour différentes compositions. De bas en haut, fer pur, silicate pur, glace d'eau pure en utilisant le profil de température de notre système solaire; et des modèles de planètes dont l'hydrogène et l'hélium correspondent à 10%, 50% et 100% de la masse totale et irradiées à 0,1 unité astronomique (UA) par une étoile similaire à notre Soleil. **Traits pointillés :** modèles de géantes gazeuses composées uniquement d'hélium et d'hydrogène soit froides (à 10 UA) soit très chaudes (à 0,02 UA). Figure extraite de Gillon *et al.* (2007).

d'exclamation traduit l'importance de ce paramètre qui contraint fortement la composition des exoplanètes et, par là, les modèles de formation planétaire. *A priori*, les planètes de masse intermédiaire – entre une masse neptunienne et une masse jovienne – sont composées de quelques,

<sup>5</sup>La masse minimum est la masse multipliée par le sinus de l'inclinaison de l'orbite. Elle supérieure à la masse médiane d'un facteur 1,15 près (d'un point de vue statistique).

voire toutes les couches suivantes : un noyau en fer-nickel, une couche de silicate, une couche de glaces (eau, méthane, ammonium) et une couche de gaz hélium-hydrogène. La densité permet de déterminer quelles couches dominant. Par exemple, Gillon *et al.* (2007) ont placé plusieurs exoplanètes détectées sur le diagramme masse-rayon (diamants sur la figure I.1.5). En comparaison, des planètes de notre système solaire sont représentées en rond. Les courbes en trait plein correspondent aux modèles de Fortney *et al.* (2007) pour différentes compositions : de bas en haut, fer pur, silicate pur, glace d'eau pure en utilisant le profil de température de notre système solaire ; et des modèles de planètes dont l'hydrogène et l'hélium correspondent à 10%, 50% et 100% de la masse totale et irradiées à 0,1 unité astronomique (UA) par une étoile similaire à notre Soleil. Enfin, les cas d'une géante gazeuse composée uniquement d'hélium et d'hydrogène soit froide (à 10 UA) soit très chaude (à 0,02 UA) sont tracés en pointillés. Les planètes extrasolaires de type Jupiter chaud (en rouge) se rassemblent dans la partie haute du diagramme qui correspond à des planètes composées uniquement de gaz. Seule l'une d'elles, HD 149026 b, se détache du lot et serait composée d'un noyau entourée de gaz. L'exoplanète de masse neptunienne, GJ 436 b (diamant noir), serait une planète « géante de glaces » plutôt qu'une géante gazeuse de faible masse ou une « super-Terre ». Cette conclusion n'aurait pu être obtenue par la seule connaissance de la masse. Il faut malgré tout rester conscient que plusieurs compositions (poids relatifs des quatre couches) peuvent expliquer un même point du diagramme masse-rayon (le problème est dégénéré, Marcy *et al.*, 2008) et qu'une étude spectrale de la lumière issue de la planète devient indispensable pour trancher entre les différents modèles.

#### I.1.4.5 Détecter plus, détecter mieux ou détecter autrement ?

De nombreuses autres études existent : comparaison de l'excentricité des exoplanètes et des étoiles binaires (Shen & Turner, 2008), études des hautes excentricités (Zakamska & Tremaine, 2004; Takeda & Rasio, 2005; Malmberg *et al.*, 2007a,b; Jurić & Tremaine, 2008; Ford & Rasio, 2008), nombre d'exoplanètes en fonction de la métallicité de l'étoile-hôte (Santos *et al.*, 2004; Ida & Lin, 2004; Rice & Armitage, 2005; Fischer & Valenti, 2005), etc. Toutes ces études et celles présentées ci-dessus restent, d'après leurs auteurs, à confirmer. Cela signifie plusieurs choses :

- d'autres détections similaires à celles déjà faites sont nécessaires (confirmation du désert des naines brunes, de la dépendance masse-période) ;
- la précision des techniques qui ont donné lieu aux détections actuelles doit être améliorée (distribution de masses propre aux planètes neptuniennes) ;
- de nouveaux paramètres, intrinsèques aux exoplanètes et nécessitant leur détection directe, sont requis et de nouvelles techniques doivent être développées (composition des atmosphères planétaires, présence de couverture nuageuse) ;

Mon travail de thèse s'inscrit sous ce dernier point, la détection directe des planètes extrasolaires, et dans le chapitre suivant, j'explique quelles en sont les problématiques.

## Chapitre I.2

# Imagerie à haut contraste

L'analyse de la lumière issue d'un astre – étoile, planète, comète, astéroïde, etc. – fournit de nombreuses informations, inaccessibles par ailleurs, sur la composition chimique, la température, etc, de cet objet. Par exemple, l'étude photométrique de la lumière émise par une planète (composante infrarouge) permet d'estimer la température de surface ; le spectre de la lumière réfléchie donne accès aux profils de température et de pression de l'atmosphère, à la microphysique de la couverture nuageuse (Tinetti & Beaulieu, 2009), et, avant tout, à la composition chimique de l'atmosphère ou de la surface de l'objet – diffusion Rayleigh, raies d'absorption de H<sub>2</sub>O, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, Na, etc. Ces techniques d'analyse – photométrie, spectrométrie, polarimétrie – existent et sont couramment utilisées en astronomie. Mais, avant d'analyser les photons issus d'une exoplanète, il faut les détecter directement, c'est-à-dire les séparer de la lumière parasite de l'étoile-hôte qui est beaucoup plus brillante et très faiblement séparée angulairement (paragraphe I.2.1). Une méthode, celle des transits secondaires, étudie la variation du flux lumineux provenant d'un système étoile-planète entre deux positions de la planète : soit la planète est « à côté » de l'étoile et le flux enregistré est la somme des flux de l'étoile et de la planète, soit la planète est « cachée » derrière son étoile et seul le flux de celle-ci est détecté. Une soustraction donne accès au flux de la planète. L'autre méthode de détection directe est l'imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire qui regroupe les familles de techniques d'interférométrie, d'apodisation de pupille, de coronagraphie (paragraphe I.2.2), d'optique adaptative et de correction active des tavelures (paragraphe I.2.4 et I.2.5) et d'imagerie différentielle (paragraphe I.2.6).

### I.2.1 Le défi à relever

#### I.2.1.1 Faible séparation angulaire et très haut contraste

L'imagerie directe d'un système étoile-exoplanète se heurte à deux limitations : la faible séparation angulaire et le haut contraste en intensité lumineuse entre les deux objets. Par exemple, la Terre – respectivement Jupiter – et le Soleil seraient séparés de 0,1 – respectivement  $\sim 0,5$  – seconde d'angle<sup>6</sup> si nous les observions d'une distance de 10 parsec<sup>7</sup>, distance moyenne des cibles qui étaient prévues pour la mission Terrestrial Planet Finder (Traub *et al.*, 2007). En comparaison, la résolution angulaire des télescopes terrestres est de l'ordre de quelques dixièmes de secondes d'angle, voire beaucoup plus<sup>8</sup> selon les conditions atmosphériques. En plus de cette

---

<sup>6</sup>Un degré (1°) est divisé par 3600 secondes d'angle.

<sup>7</sup>Il s'agit de la définition du parsec.

<sup>8</sup>*beaucoup plus* signifie plusieurs dixièmes de secondes d'angle ou quelques secondes d'angle.

faible séparation angulaire, le contraste en intensité lumineuse entre l'étoile et ses planètes est très grand<sup>9</sup>. Par exemple (figure I.2.1), les flux de la Terre et de Jupiter valent respectivement  $2 \cdot 10^{-10}$  et  $10^{-9}$  fois celui du Soleil dans les longueurs d'onde du visible (500 à 800 nm). Ces rapports de

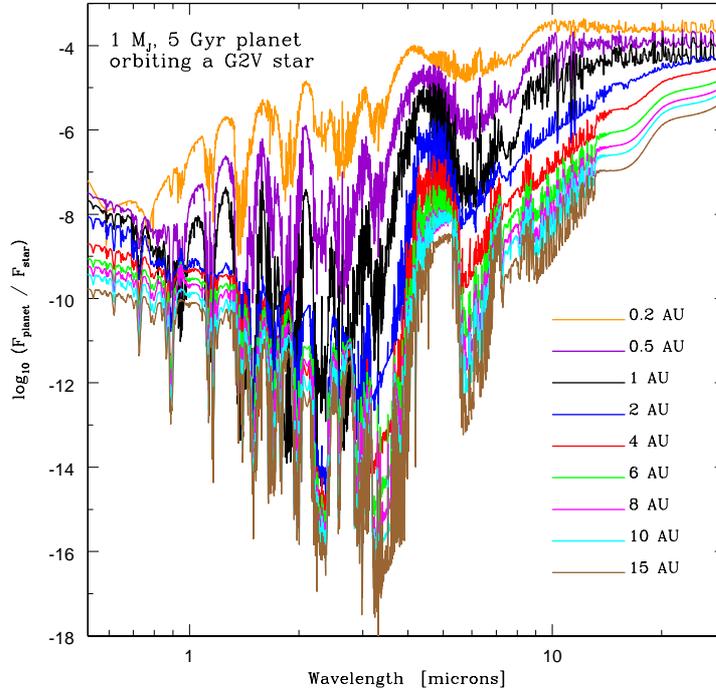


FIG. I.2.1 – Spectres de planètes de masse jovienne orbitant à différentes distances – voir le code de couleurs – autour d'une étoile de type G2V. Le spectre du Jupiter de notre système solaire est coloré en vert. L'intensité de la planète donnée en ordonnée en échelle logarithmique décimale est normalisée à celle de l'étoile. En abscisse, l'échelle des longueurs d'onde – 0,5 à 30  $\mu\text{m}$  – est également logarithmique. Figure extraite de Burrows (2005)

flux sont un peu plus favorables dans l'infrarouge, respectivement  $5 \cdot 10^{-7}$  et  $5 \cdot 10^{-6}$  à 20  $\mu\text{m}$ , mais restent très grands.

### I.2.1.2 Résolution angulaire, bruit de photons et bruit de tavelures

L'imagerie directe la plus simple d'un astre isolé se résume à utiliser un télescope associé à un détecteur ; le principe de fonctionnement de ce dernier diffère selon le domaine de longueurs d'onde étudié – cela importe peu ici – et le diamètre du télescope fixe le nombre de photons collectés par unité de temps. L'image obtenue est une tache de diffraction de largeur angulaire<sup>10</sup>  $\lambda_0 / \min[D_{\text{tel}}, r_0]$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'imagerie, et  $\min[D_{\text{tel}}, r_0]$  est le minimum

<sup>9</sup>Tout au long du manuscrit, j'emploie des expressions comme « hauts contrastes », « grands contrastes » mais il m'arrive également de parler d'une planète de contraste de  $2 \cdot 10^{-10}$  (voir la phrase suivante). Il s'agit bien entendu d'un abus de langage et il faut comprendre, à chaque fois et sans exception, que l'étoile est plus brillante que la planète.

<sup>10</sup>Par la suite, j'utilise un abus de langage et désigne cette taille angulaire par le terme « taille », voire « taille spatiale ».

entre le diamètre  $D_{\text{tel}}$  du télescope et le paramètre de Fried  $r_0$  qui est d'autant plus faible que la perturbation atmosphérique est importante. Si l'objet observé n'est plus un astre isolé mais un couple de deux astres faiblement séparés angulairement et de luminosités similaires – une étoile binaire par exemple –, la résolution de l'image doit être suffisante pour séparer leurs images. Suffisante signifie que  $\lambda_0/\min[D_{\text{tel}}, r_0]$  doit être plus faible que la séparation angulaire entre les deux astres. Dans le cas d'un télescope spatial, il suffit d'augmenter le diamètre du télescope pour séparer les deux images (cf. Fig. I.2.2). Au sol, il faut d'une part que le diamètre du té-

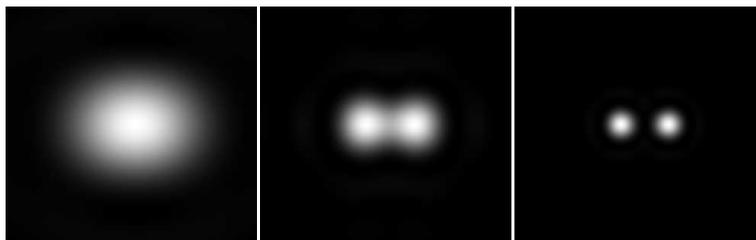


FIG. I.2.2 – Images d'un système binaire observé à 10 parsec et dont les composantes d'égale intensité sont séparées d'une unité astronomique. Les diamètres des télescopes sont 1 (gauche), 2 (centre) et 4 m (droite).

lescope soit suffisant et d'autre part, qu'un système, appelé optique adaptative (Rousset *et al.*, 1990; Roddier, 1999), compense activement la perturbation atmosphérique – pour augmenter le paramètre de Fried. Dans ces conditions, les deux images sont séparées angulairement sur le détecteur : la détection est directe et une image à haute résolution angulaire (HRA) est réalisée. La famille des interféromètres peut également répondre au problème de la HRA mais je ne les étudie pas dans ce manuscrit.

Si maintenant une des deux sources – que je qualifie de centrale par la suite – est plus brillante que l'autre – le compagnon – de plusieurs ordres de grandeur<sup>11</sup>, les techniques classiques de HRA ne suffisent pas. En effet, dans ce cas, le signal du compagnon est noyé dans le bruit de photons<sup>12</sup> de la source centrale et nous entrons dans le domaine de l'imagerie à haut contraste. Pour obtenir une image du compagnon, il est indispensable de diminuer ce bruit en atténuant le flux provenant de la source centrale sans modifier celui issu du compagnon, ce pour quoi les coronographes (paragraphe I.2.2) ont été proposés. Cependant, une fois le bruit de photons atténué par l'association « télescope - optique adaptative - coronographe », un dernier bruit, le bruit de tavelures, limite la qualité de l'image : les aberrations de phase et d'amplitude provoquent des interférences qui s'étendent dans le plan du détecteur sur lequel apparaît un champ de tavelures (appelées *speckles* en anglais, Fig. I.2.3). Ces tavelures ont une taille caractéristique  $\lambda_0/D_{\text{tel}}$  identique à celle d'un compagnon et de nombreuses techniques ont été proposées pour les supprimer (paragraphe I.2.5 et I.2.6).

## I.2.2 Coronographie

En aval du télescope, la première étape des instruments d'imagerie dédiés à la détection directe d'exoplanètes est d'atténuer l'intensité lumineuse issue de l'étoile-hôte sans affecter la lumière

<sup>11</sup>La valeur exacte dépend de la séparation angulaire des objets, des conditions atmosphériques, etc.

<sup>12</sup>La distribution d'un bruit de photons est une poissonnienne. En chaque point, la moyenne et la variance du bruit sont égales à l'intensité.

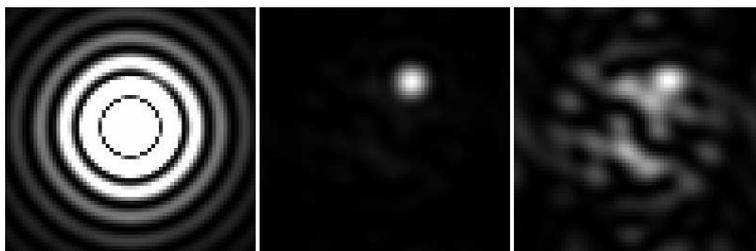


FIG. I.2.3 – Images par un télescope de 2 m d'un système binaire observé à 5 parsec et dont les composantes sont séparées d'une unité astronomique. Des défauts de phase de 20 nm rms contaminent le front d'onde. À gauche : sans coronographe, seule l'image de la source centrale, mille fois plus brillante que le compagnon, est visible. Au centre : avec un coronographe, l'image d'un compagnon de contraste  $10^{-2}$  est détectée. À droite : même avec un coronographe, un compagnon de contraste  $10^{-3}$  n'est pas détecté car noyé dans le champ de tavelures.

provenant de la planète. Pour cela, de nombreux coronographes et techniques d'apodisation de la pupille ont été proposés, étudiés, expérimentés et intégrés à de grands télescopes :

- coronographe de Lyot appliqué aux observations stellaires : Schneider *et al.* (1998) ;
- coronographe interfero-achromatique : Baudoz *et al.* (2000a,b) ; Rabbia *et al.* (2007) ;
- coronographe à masque de phase dit de Roddier : Roddier & Roddier (1997) ; Guyon *et al.* (1999) ;
- coronographe de Lyot apodisé : Aime *et al.* (2002) ; Aime (2005) ; Soummer (2005) ; Martinez *et al.* (2007) ;
- coronographe à quatre quadrants : Rouan *et al.* (2000) ; Riaud *et al.* (2001, 2003) ; Boccaletti *et al.* (2004) ; Mawet *et al.* (2006) ;
- coronographe à bande limitée : Kuchner & Traub (2002) ; Sivaramakrishnan *et al.* (2005) ;
- apodisation de pupille : Kasdin *et al.* (2003) ; Vanderbei *et al.* (2003) ; Kasdin *et al.* (2005) ; Guyon *et al.* (2005) ; Pluzhnik *et al.* (2006) ;
- coronographe à échange de pupille : Guyon & Shao (2006) ;
- coronographe à masque de phase annulaire : Mawet *et al.* (2005) ;
- etc.

Une description exhaustive de chaque technique et une comparaison des performances n'auraient pas leur place dans ce manuscrit (cf. Guyon *et al.* , 2006) et je limite mon étude, dans la partie II, au coronographe à quatre quadrants (Rouan *et al.* , 2000) et à son descendant, le coronographe à quatre quadrants à étages multiples (Baudoz *et al.* , 2008) sur lesquels j'ai travaillé. Pour décrire au mieux ces deux coronographes, j'introduis, après une digression historique (paragraphe I.2.2.1), le principe de fonctionnement d'un coronographe à masque focal (paragraphe I.2.2.2) et le formalisme mathématique qui l'accompagne (paragraphe I.2.2.3). Je définis également l'instrument dont tout coronographiste rêve chaque nuit : le coronographe parfait (paragraphe I.2.2.4).

### I.2.2.1 Bernard Lyot

Bernard Lyot, astronome de l'Observatoire de Meudon de 1920 à 1952, fit faire de grandes avancées à l'instrumentation en astronomie et a, entre autres, inventé le polarimètre photoélectrique, un filtre spectral à bande passante très étroite et le coronographe solaire de Lyot (1932). Ce dernier fut inventé pour permettre l'étude systématique et régulière de la couronne

du Soleil qui n'était alors étudiée qu'au moment des éclipses solaires totales (Fig. I.2.4). L'ins-

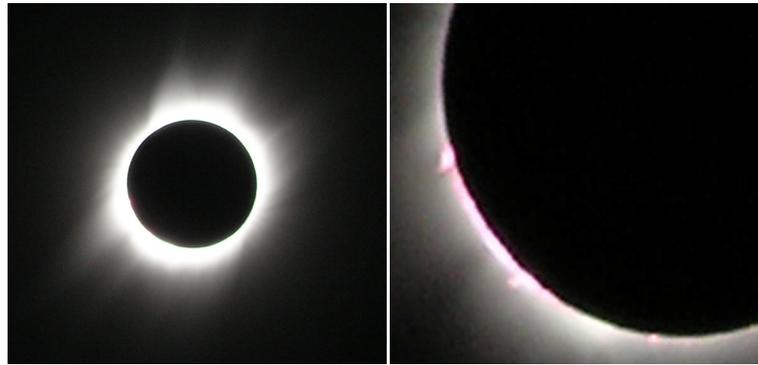


FIG. I.2.4 – Photographies personnelles de la couronne (gauche) et de protubérances (droite) solaires pendant l'éclipse solaire totale du 29 mars 2006 à Savalou au Bénin.

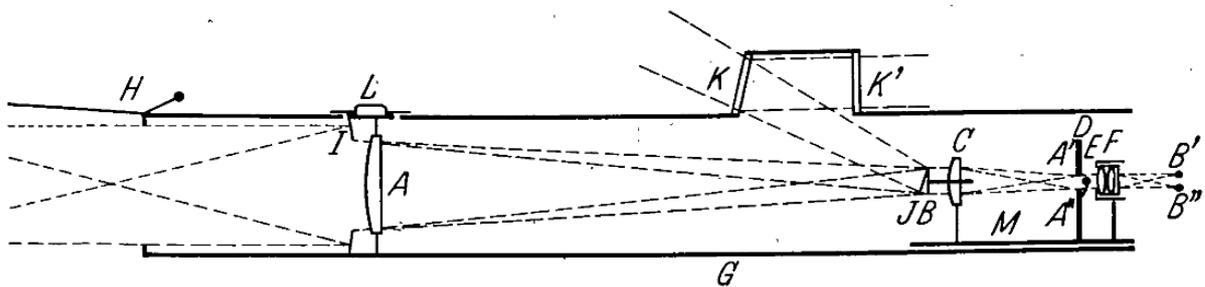


FIG. I.2.5 – Photographie (haut) et schéma (bas) du coronographe solaire de Lyot, exposé au château de l'Observatoire de Meudon. Le schéma est extrait de Lyot (1932).

trument réduit le flux lumineux issu de la photosphère solaire sans réduire celui issu des deux couches plus ténues qui l'entourent, la chromosphère et la couronne. Lyot décrit le principe du coronographe solaire (figure I.2.5) selon ces termes :

La "lentille est placée en A et elle forme l'image du Soleil sur un disque B en laiton noirci qui

déborde le Soleil d'une quinzaine de secondes seulement. Une lentille de champ  $C$ , placée derrière le disque, produit une image  $A'A''$  de la lentille  $A$  sur un diaphragme  $D$  dont le centre est occupé par un petit écran  $E$ . Les bords du diaphragme arrêtent la lumière diffractée par les bords de la première lentille. Le petit écran arrête la lumière des images solaires produites par réflexion sur les faces de cette lentille. Derrière le diaphragme et l'écran, à l'abri de la lumière diffusée, un objectif  $F$ , très fortement corrigé, forme en  $B'B''$  une image achromatique de la couronne."

Toute l'ingéniosité de Bernard Lyot fut d'introduire le diaphragme  $D$ , qui porte aujourd'hui son nom.

Avec le coronographe solaire de Lyot, l'étude de la couronne solaire est devenue un thème de prédilection : polarimétrie de la couronne (Koomen *et al.*, 1975), interactions de la couronne avec une comète (Curtis & Staff, 1966), champ magnétique de la couronne (Wagner *et al.*, 1974), étude des protubérances solaires (Hirayama & Nakagomi, 1974), etc. De nos jours, plusieurs coronographes solaires sont encore utilisés : l'instrument *Large Angle and Spectrometric Coronagraph* (LASCO) du satellite *Solar and Heliospheric Observatory* SOHO ou l'instrument *H-Alpha COronograph* (HACO) de l'observatoire du Pic du Midi (figure I.2.6) pour n'en citer que deux.

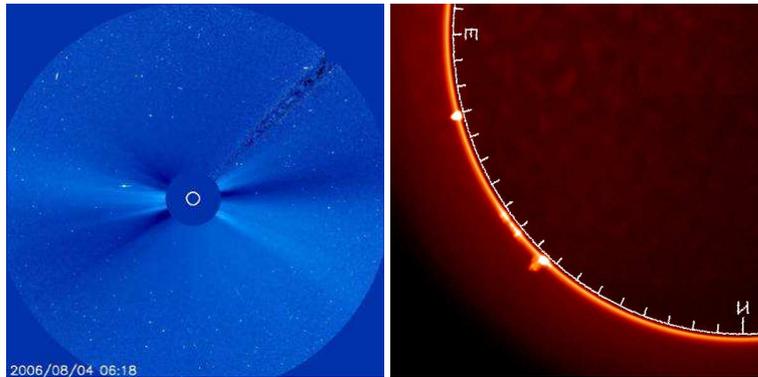


FIG. I.2.6 – **À gauche** : image de la couronne solaire prise par l'instrument LASCO du satellite SOHO le 4 août 2006. **À droite** : image de protubérances solaires obtenue par le coronographe HACO de l'observatoire du Pic du Midi le 29 mars 2006, jour de l'éclipse solaire totale (Fig. I.2.4).

### I.2.2.2 Coronographe stellaire de type Lyot

Au début des années 1980, une question simple s'est posée : pourquoi ne pas adapter le coronographe solaire à l'étude de l'environnement ténu d'autres objets que le Soleil ? C'est ainsi que le coronographe de Lyot a été modifié pour observer des anneaux et des satellites de Saturne (Dollfus & Brunier, 1980) ou encore pour l'étude d'astéroïdes (Gradie, 1986). Puis, la coronographie stellaire a vu le jour. Paresce & Burrows (1986, 1987) ont photographié Alpha et Beta Pictoris et R Aquarii pour étudier leur disque circumstellaire. D'autres équipes ont cherché à détecter des naines brunes autour d'étoiles proches (Macintosh *et al.*, 1992; Nakajima *et al.*, 1994). Enfin, les astronomes se sont intéressés à l'imagerie de planètes extrasolaires (Mills *et al.*, 1991; Nakajima, 1994).

Mais le coronographe solaire dans sa version initiale devait être modifié – la taille angulaire d'une étoile est négligeable par rapport à celle du Soleil – et je présente le schéma de principe des

coronographes stellaires de type Lyot sur la figure I.2.7. La pupille est définie par le diaphragme

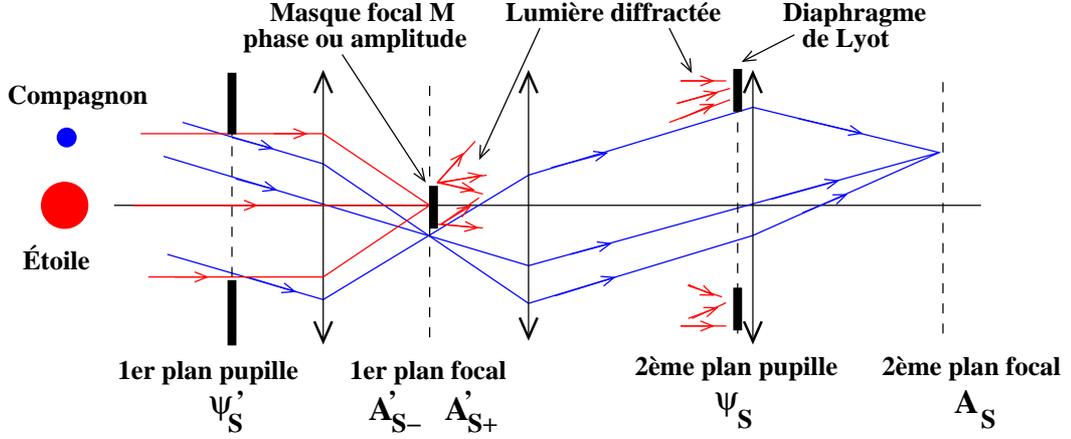


FIG. I.2.7 – Schéma du coronographe stellaire de type Lyot. Le diaphragme du premier plan pupille définit la pupille puis, une première lentille fait converger la lumière provenant de l'étoile sur l'axe optique (en rouge) dans le premier plan focal. Dans le cas d'un coronographe de Lyot, le masque focal occulte l'image de l'étoile centrale dont seule une faible partie de l'énergie est diffractée et transmise dans le plan pupille suivant où le diaphragme de Lyot la masque. Le détecteur ne reçoit pas de flux de l'étoile centrale. Le chemin optique du faisceau du compagnon (en bleu) ne rencontre pas le masque focal et toute son énergie est transmise jusqu'au détecteur où ce forme son image. Les autres coronographes de type Lyot utilisent des masques focaux différents, de phase ou d'amplitude, mais le principe est identique : la lumière de la source centrale est diffractée et stoppée par le diaphragme de Lyot. Dans certains plans, je précise les notations des amplitudes complexes  $\psi'_S$ ,  $\psi_S$  et  $A_S$  que j'utilise par la suite.

du premier plan pupille. La première lentille fait converger le faisceau issu de l'étoile centrale (en rouge) sur l'axe optique dans le premier plan focal. Le masque coronographique occulte (coronographe de Lyot) ou modifie la phase ou l'amplitude du faisceau. Ceci provoque, dans le deuxième plan pupille, la diffraction de la majeure partie de l'énergie en dehors du support conjugué avec celui du premier plan pupille. Le diaphragme de Lyot permet alors de stopper cette énergie diffractée et l'image de l'étoile centrale ne se forme pas sur le détecteur placé dans le deuxième plan focal. Le faisceau du compagnon ne subit aucune transformation puisqu'il ne rencontre pas le masque coronographique ; l'image du compagnon se forme normalement sur le détecteur. Des exemples d'images obtenues dans chacun des plans pupilles sont fournies au paragraphe II.1.1 dans le cas d'un coronographe à quatre quadrants (Rouan *et al.*, 2000).

### I.2.2.3 Propagation de la lumière et mathématiques

Dans tout le manuscrit, j'adopte une description scalaire de la lumière et ne prends donc pas en compte les phénomènes de polarisation. D'autre part, les détecteurs intègrent le signal pendant des temps de pose beaucoup plus grands que le temps de cohérence des sources étudiées. Sous ces deux hypothèses, l'amplitude complexe  $\psi'_{S,\lambda}$  du champ électrique reçu de la source ponctuelle éloignée à l'infini sur l'axe optique s'écrit, dans le premier plan pupille et pour la longueur d'onde  $\lambda$

$$\psi'_{S,\lambda}(\vec{\xi}, t) = \psi_{0,\lambda} P(\vec{\xi}) \exp \left[ a(\vec{\xi}, \lambda, t) + i \phi(\vec{\xi}, \lambda, t) \right], \quad (\text{I.2.1})$$

où  $\vec{\xi}$  est le vecteur coordonnées cylindriques dans les plans pupilles,  $P$  est la fonction qui définit la pupille du télescope – forme et transmission –,  $\psi_{0,\lambda}$  est une constante réelle directement liée au flux de l’objet observé à la longueur d’onde  $\lambda$ , et  $a(\vec{\xi},\lambda,t)$  et  $\phi(\vec{\xi},\lambda,t)$  sont respectivement les aberrations d’amplitude et de phase à la position repérée par  $\vec{\xi}$  dans le plan pupille, à la longueur d’onde  $\lambda$  et à l’instant  $t$ . Je suppose que ces aberrations sont de moyenne nulle sur la pupille.

La dépendance en longueur d’onde du flux  $\psi_{0,\lambda}$  de l’objet est directement reliée au spectre de cet objet. Cependant, dans toutes les simulations que je propose, je considère des spectres plats, c’est-à-dire ne contenant aucune raie d’absorption ou d’émission ni même une variation lente comme celle d’un corps noir<sup>13</sup>. Quand je détermine le nombre de photons collectés par un télescope pointant une étoile de type G2, j’utilise le flux moyen dans la bande spectrale considérée et je répartie uniformément ce nombre sur cette bande spectrale pour obtenir le flux  $\psi_0$ .

La dépendance en longueur d’onde des aberrations d’amplitude étant faible devant celle des aberrations de phase, je la néglige et :  $a(\vec{\xi},\lambda,t) = a(\vec{\xi},t)$ . Les aberrations de phase, quand à elles, s’écrivent  $\phi(\vec{\xi},\lambda,t) = 2\pi \delta(\vec{\xi},\lambda,t)/\lambda$  avec  $\delta$  le chemin optique du faisceau à la position  $\vec{\xi}$ , à l’instant  $t$  pour la longueur d’onde  $\lambda$ . Au premier ordre, la dépendance en longueur d’onde de  $\delta$  peut être négligée et la phase s’écrit  $2\pi \delta(\vec{\xi},t)/\lambda$ . Dans la suite, j’oublie volontairement d’écrire la dépendance spectrale de la phase – mais la prend en compte dans mes simulations – et utilise  $\phi(\vec{\xi},t)$ .

Concernant, la dépendance temporelle, je ne la considère qu’au paragraphe III.2.5 et la précise alors. Ailleurs, j’utilise donc  $a(\vec{\xi})$  et  $\phi(\vec{\xi})$ .

Enfin, dans tout le manuscrit, je considère un télescope circulaire sans obstruction centrale et non apodisé et la fonction pupillaire  $P$  est égale à 1 à l’intérieur<sup>14</sup> du disque de diamètre  $D$  et 0 à l’extérieur.

En respectant ces notations, l’amplitude complexe dans le plan pupille avant le coronographe s’écrit

$$\psi'_S(\vec{\xi}) = \psi_0 P(\vec{\xi}) \exp \left[ a(\vec{\xi}) + i \phi(\vec{\xi}) \right]. \quad (\text{I.2.2})$$

Pour obtenir l’amplitude complexe  $A'_{S-}$  dans le premier plan focal juste avant le masque, à la longueur d’onde  $\lambda$  et à la position angulaire  $\vec{\alpha}$ , j’utilise l’approximation de Fraunhofer, c’est-à-dire que j’écris que  $A'_{S-}$  est la transformée de Fourier<sup>15</sup>  $\frac{1}{\lambda} \mathcal{F}[\psi'_S](\vec{\alpha}/\lambda)$  de l’amplitude complexe  $\psi'_S$  :

$$A'_{S-}(\vec{\alpha}) = \frac{1}{\lambda} \mathcal{F}[\psi'_S] \left( \frac{\vec{\alpha}}{\lambda} \right) = \frac{1}{\lambda} \iint \psi'_S(\vec{\xi}) \exp \left[ -\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}}{\lambda} \right] d\vec{\xi}. \quad (\text{I.2.3})$$

Si le masque coronographique est décrit par la fonction  $M$ , l’amplitude complexe  $A'_{S+}$  dans le même plan focal juste après le masque obéit à

$$A'_{S+}(\vec{\alpha}) = A'_{S-}(\vec{\alpha}) M(\vec{\alpha}). \quad (\text{I.2.4})$$

L’amplitude complexe  $\psi_S$  dans le plan pupille suivant est, d’après l’approximation de Fraunhofer, la transformée de Fourier inverse<sup>16</sup> de  $A'_{S+}$  multipliée par la fonction binaire  $L$  qui traduit l’effet

<sup>13</sup> Je prendrai en compte cette dépendance dans mes prochaines études.

<sup>14</sup> J’inclus le coefficient de transmission du télescope et de ses instruments dans le flux  $\phi_0$ .

<sup>15</sup> Notez que je n’écris pas le terme de phase  $1/i \exp \left[ (2i\pi/\lambda) (F + F \|\vec{\alpha}\|^2/2) \right] - F$  la focale de la lentille – qui n’a pas d’influence sur les calculs que je mène dans le manuscrit.

<sup>16</sup> Dans l’approximation de Fraunhofer, il s’agit d’une transformée de Fourier. Pour des raisons pratiques de simulations numériques, j’utilise une transformée de Fourier rapide directe pour passer d’un plan pupille à un plan image et une transformée de Fourier rapide inverse pour passer d’un plan image à un plan pupille.

du diaphragme de Lyot :

$$\begin{aligned}\psi_S(\vec{\xi}) &= \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}[\psi'_S] M] L(\vec{\xi}) \\ \Rightarrow \psi_S(\vec{\xi}) &= (\psi'_S * \mathcal{F}^{-1}[M]) L(\vec{\xi}),\end{aligned}\quad (\text{I.2.5})$$

où je note  $*$  le produit de convolution. Ce sont ces équations que j'utilise dans ce manuscrit pour modéliser les coronographes de type Lyot possédant un masque focal  $M$  et un diaphragme de Lyot  $L$ .

#### I.2.2.4 Le coronographe parfait

L'effet des aberrations du front d'onde –  $a$  et  $\phi$  – dans le plan focal est d'étaler spatialement l'énergie lumineuse, ce qui crée le champ de tavelures auquel j'ai précédemment fait référence (paragraphe I.2.1.2). L'image de la pupille  $\psi'_S$  est donc la superposition de ce champ aléatoire de tavelures et d'un terme de diffraction déterministe dont la forme est la tache de diffraction obtenue sans aberrations et dont le niveau relatif  $\zeta$  (en amplitude<sup>17</sup>) par rapport au cas sans aberrations est

$$\zeta = \frac{\iint P(\vec{\xi}) \exp[i\phi(\vec{\xi}) + a(\vec{\xi})] d\vec{\xi}}{\iint P(\vec{\xi}) d\vec{\xi}}. \quad (\text{I.2.6})$$

Puisque le bruit de tavelures est un terme aléatoire, il ne peut pas être supprimé par un coronographe – qui n'est pas aléatoire – et le coronographe parfait est celui qui élimine totalement le terme déterministe (Sauvage, 2007). L'amplitude complexe  $\psi_S$  dans le plan pupille en aval de ce coronographe parfait s'écrit alors

$$\psi(\vec{\xi}) = P(\vec{\xi}) \left( \exp[i\phi(\vec{\xi}) + a(\vec{\xi})] - \frac{\iint P(\vec{\xi}') \exp[i\phi(\vec{\xi}') + a(\vec{\xi}')] d\vec{\xi}'}{\iint P(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'} \right). \quad (\text{I.2.7})$$

Si les aberrations de phase  $\phi$  et d'amplitude  $a$  sont faibles et de moyenne nulle sur la pupille, le développement au premier ordre non nul de l'équation du coronographe parfait (Eq. I.2.7) est

$$\psi(\vec{\xi}) = P(\vec{\xi}) \left[ a(\vec{\xi}) + i\phi(\vec{\xi}) \right]. \quad (\text{I.2.8})$$

Au deuxième ordre, je trouve

$$\psi(\vec{\xi}) = P(\vec{\xi}) \left[ a(\vec{\xi}) + \frac{a^2(\vec{\xi}) - \phi^2(\vec{\xi})}{2} - \frac{E[a^2] - E[\phi^2]}{2} + i\phi(\vec{\xi}) (1 + a(\vec{\xi})) \right], \quad (\text{I.2.9})$$

où je suppose que la moyenne spatiale sur la pupille est égale à la moyenne statistique  $E$  (espérance mathématique) et que les variables aléatoires  $a$  et  $\phi$  sont décorréliées et de moyenne nulle, c'est-à-dire centrées. Cette dernière hypothèse implique que l'amplitude complexe dans la pupille coronographiée est de moyenne nulle.

### I.2.3 Critères d'efficacité de la détection

Avant d'aborder les dernières étapes de l'imagerie à haut contraste, je définis les trois critères – l'intensité normalisée, la détection à  $5\sigma$ ,  $d_{5\sigma}$ , et l'énergie résiduelle  $C_1$  – que j'utilise pour établir les performances des différents instruments. Chacun de ces paramètres,  $I/I_0$ ,  $d_{5\sigma}$  et  $C_1$ , est d'autant plus faible que l'instrument est performant, c'est-à-dire que les planètes détectables sont de faible flux.

<sup>17</sup>et non pas en intensité.

### I.2.3.1 Intensité lumineuse normalisée

Le premier critère qu'il m'arrive d'utiliser est l'intensité lumineuse normalisée  $I(\rho)/I_0$ , également appelé contraste dans l'image<sup>18</sup> :

$$\frac{I(\rho)}{I_0} = \frac{E_z[I(\rho)]}{I_0}, \quad (\text{I.2.10})$$

où  $E_z[I(\rho)]$  est la moyenne azimuthale de l'intensité lumineuse  $I$  à la distance angulaire  $\rho$  du centre de l'image et  $I_0$  est l'intensité maximale de l'image de l'étoile centrale obtenue sans autre instrument que le télescope.

Ce critère fournit des informations sur les performances de l'instrument en fonction de la séparation  $\rho$  au centre de l'image (exprimée en  $\lambda_0/D$ ).

### I.2.3.2 Détection à $5\sigma$

Le deuxième critère que j'utilise pour juger de la qualité de l'image est la détection à  $5\sigma$  notée  $d_{5\sigma}(\rho)$  et dont l'expression est, en reprenant la même définition de  $I_0$ ,

$$d_{5\sigma}(\rho) = \frac{5\sigma(\rho)}{I_0}, \quad (\text{I.2.11})$$

avec  $\sigma(\rho)$  l'écart-type azimuthal de l'intensité lumineuse  $I$  à la distance angulaire  $\rho$  du centre de l'image.

Comme l'intensité lumineuse normalisée, ce critère fournit des informations sur les performances de l'instrument en fonction de  $\rho$ .

### I.2.3.3 Énergie résiduelle $C_1$

Le critère  $C_1$  est une mesure de l'intensité lumineuse résiduelle moyennée à l'intérieur d'une zone  $\mathcal{H}$  et normalisée à l'intensité maximale  $I_0$  :

$$C_1 = \frac{\iint_{\mathcal{H}} I(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}{I_0 \iint_{\mathcal{H}} d\vec{\alpha}}, \quad (\text{I.2.12})$$

où  $I(\vec{\alpha})$  est l'intensité lumineuse à la position  $\vec{\alpha}$  sur le détecteur.

Ce critère  $C_1$  ne fournit aucune information sur l'évolution de l'intensité lumineuse avec la séparation au centre de l'image mais fournit une information moyenne sur une zone d'intérêt  $\mathcal{H}$ .

Ces critères de mesure des performances étant définis, je reviens à la description des techniques d'imagerie à haut contraste.

## I.2.4 Correction du front d'onde

### I.2.4.1 Correction active et optique adaptative

D'après les paragraphes I.2.1.2 et I.2.2.4, en présence d'aberrations du front d'onde, même un coronographe parfait ne peut arrêter toute l'énergie de l'étoile centrale et un résidu stellaire,

---

<sup>18</sup>Comme j'emploie également le mot contraste pour désigner le rapport de flux entre deux sources, j'utiliserai l'expression intensité lumineuse normalisée à la place de contraste dans l'image.

le champ de tavelures, contamine l'image sur le détecteur (image de droite sur la figure I.2.3). En lumière monochromatique et en présence de faibles aberrations du front d'onde (Eq. I.2.8), l'expression du résidu après un coronographe parfait est au premier ordre

$$I_S(\vec{\alpha}) = \frac{1}{\lambda_0^2} \left| \mathcal{F}[P] * \mathcal{F}[a + i\phi] \right|^2(\vec{\alpha}). \quad (\text{I.2.13})$$

Le champ de tavelures, convolution de la tache de diffraction du télescope –  $\mathcal{F}[P]$  – par la transformée de Fourier des aberrations, est donc aléatoire puisque les aberrations  $a$  et  $\phi$  le sont. La forme et le niveau de ce bruit de tavelures dans l'image est déterminé par la densité spectrale spatiale de puissance (paragraphe I.2.4.2) des aberrations  $a$  et  $\phi$  et des niveaux d'aberrations de phase de l'ordre de 20 nm rms suffisent à limiter très fortement le contraste des exoplanètes détectables après coronographe (voir la partie I.2.4.3.3). Une solution pour atténuer le bruit de tavelures est de compenser les aberrations du front d'onde  $a$  et  $\phi$  afin de retrouver un front d'onde non aberré, ou, en restant raisonnable, moins aberré. En faisant cela, en amont du coronographe (images de la figure I.2.8), l'énergie de l'étoile centrale est concentrée dans le terme de diffraction déterministe auquel j'ai fait référence au paragraphe I.2.2.4 et l'efficacité du coronographe est augmentée. Comme les aberrations  $a$  et  $\phi$  varient également temporellement, la

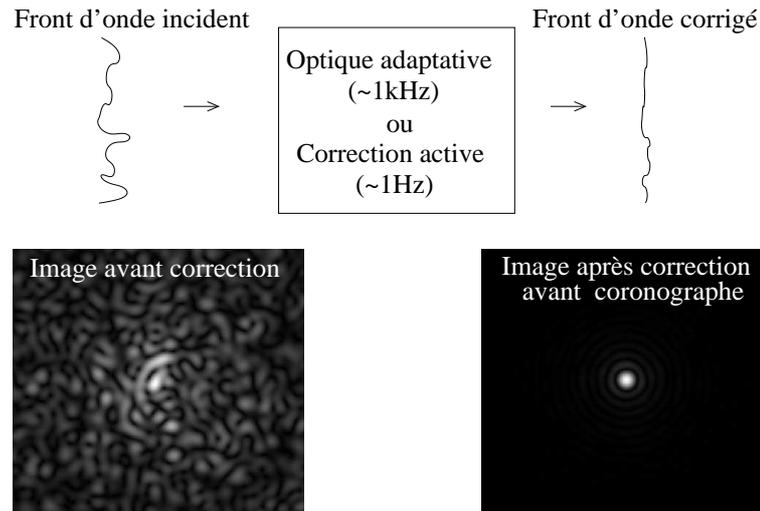


FIG. I.2.8 – Schématisation d'une correction de front d'onde par une optique adaptative ou une correction active travaillant respectivement à des fréquences de l'ordre du kHz et du Hz. Les défauts optiques et le champ de tavelures (image de gauche avant correction) sont amoindris, et l'énergie dans l'image après correction (à droite) est concentrée en un pic. Les temps de pose des images sont courts par rapport au temps de vie des tavelures.

compensation doit s'adapter en temps réel. La fréquence de la correction – nombre de compensations par seconde – dépend du temps caractéristique d'évolution des aberrations  $a$  et  $\phi$ .

#### I.2.4.1.1 Observatoire spatial

Dans le cas d'un télescope spatial, les aberrations ont pour origine des déformations des optiques, des montures et plus généralement de tout ce qui *bouge* et se trouve sur le chemin optique à bord du satellite. Ces déformations de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres sont

lentes – quasi-statiques – et créent des tavelures dont les temps de vie sont « assez » longs, même si *assez* n'est pas clairement défini à ce jour : quelques secondes, voire minutes ou heures. Les techniques de correction en temps réel doivent travailler à des fréquences de l'ordre du Hz, voire d'une fraction de Hz, et l'estimation des aberrations doit être faite avec une très grande précision : une mesure dans l'image scientifique finale paraît obligatoire. Ces techniques sont qualifiées de correction active.

#### I.2.4.1.2 Observatoire terrestre

Dans le cas d'un télescope terrestre, les mêmes aberrations quasi-statiques existent mais elles sont négligeables devant les aberrations dues à la perturbation atmosphérique et dont les temps d'évolution sont de l'ordre de quelques millisecondes. L'instrument qui permet de corriger en temps réel ces aberrations rapides – de l'ordre du kHz – s'appelle l'optique adaptative et fait désormais partie intégrante de tous les grands télescopes. En effet, d'après la figure I.2.8, dans l'image après correction, l'énergie est concentrée en un pic, plutôt que dispersée dans le champ de tavelures (avant correction), ce qui : améliore la résolution angulaire de l'image ; minimise le temps de pose nécessaire à la détection d'objets – *célibataires* – de faible flux ; et permet aux coronographes d'être efficaces. Mais, cette correction n'est jamais parfaite. Par exemple, la mesure du front d'onde est faite dans une voie différente de la voie d'imagerie, ce qui introduit des aberrations différentielles entre la phase estimée et la phase à corriger. D'autres erreurs – erreur d'estimation, temps de retard à la correction, etc. – existent et le résidu après optique adaptative est constitué d'aberrations résiduelles dynamiques (kHz) et d'autres lentement variables – résidu de l'optique adaptative (Macintosh *et al.*, 2005), aberrations différentielles entre voie d'imagerie et voie d'analyse du front d'onde, et aberrations quasi-statiques similaires à celles d'un télescope spatial (déformations des optiques et des montures, etc.).

Un instrument d'imagerie à haut contraste doit alors comporter un télescope pour collecter la lumière, une optique adaptative pour corriger la plus grande partie des aberrations atmosphériques, une correction active qui compense les aberrations lentes, voire statiques, non vues par l'optique adaptative. Cette correction active réduit alors le bruit de tavelures présent dans le résidu du coronographe dont la fonction est d'atténuer le flux de l'étoile centrale

#### I.2.4.2 Densités spectrales de puissance, spatiales et temporelles

Pour d'écrire correctement l'évolution temporelle des tavelures, il faudrait prendre en compte deux densités spectrales de puissance (DSP, notée  $S_x(f_j)$ ) – une temporelle et une spatiale – pour chaque grandeur  $a$  et  $\phi$  :

$$S_x(f_j) = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{1}{Z} \mathbb{E} \left[ \left| \int_0^Z x(\vec{\xi}, t) \exp[-2i\pi f_j z_j] dz_j \right|^2 \right], \quad (\text{I.2.14})$$

où  $x$  représente  $a$  ou  $\phi$ ,  $z_j$  correspond à la variable temporelle  $t$  ( $j = 0$ ) ou spatiale  $\vec{\xi}$  ( $j = 1$ ),  $f_j$  est la fréquence associée à  $z_j$ <sup>19</sup> et  $\mathbb{E}$  dénote la moyenne statistique sur la variable  $x(z_j)$ .

Dans les calculs théoriques et les simulations numériques que je propose dans ce manuscrit, je simplifie toujours la DSP temporelle selon l'une des deux hypothèses suivantes :

---

<sup>19</sup>Notez que  $f_1$  est un vecteur car  $z_1 = \vec{\xi}$

- **aberrations statiques** : le temps de pose  $T$  est petit devant le temps de cohérence moyen  $t_c$  des aberrations et les erreurs de front d'onde peuvent être considérées comme statiques ;
- **aberrations dynamiques** :  $T = N t_c$  est assez grand devant  $t_c$  pour pouvoir écrire que l'image enregistrée par le détecteur se réduit à la somme de  $N$  images instantanées correspondant à  $N$  tirages aléatoires des aberrations (paragraphe III.2.5).

Par la suite, j'emploie l'expression *longue pose*  $T$  pour faire référence à une situation où tavelures dynamiques ( $T \gg t_{C1}$ ) et statiques ( $T \ll t_{C2}$ ) coexistent. Sur l'image finale, les premiers se moyennent et créent un halo – la moyenne statistique – qui n'induit qu'un bruit de photons atténué en augmentant le temps de pose, et les seconds forment un champ de tavelures quasi-statiques que je cherche à corriger par correction active. Si les aberrations sont statiques, la correction active permet de corriger toutes les tavelures<sup>20</sup>.

Concernant la dépendance spatiale, je suppose que les aberrations sont stationnaires d'ordre 2 selon la variable spatiale  $\vec{\xi}$  et que leur DSP spatiale, que j'appelle simplement DSP par la suite, obéit à une loi de puissance

$$\begin{cases} S_x(0) = 0 \\ S_x(\vec{f}) = \frac{S_0}{\|\vec{f}\|^n} \quad \text{si } \|\vec{f}\| \neq 0 \end{cases}, \quad (\text{I.2.15})$$

où  $\|\vec{f}\|$  est la fréquence spatiale,  $n$  appartient à  $\{0,1,2,3\}$  et  $S_0$  est une constante fixant le niveau du défaut. J'écris souvent que j'utilise un défaut de phase  $\phi(\vec{\xi})$  de XX nm rms. Cela signifie que l'écart-type du chemin optique  $\delta(\vec{\xi}) = \lambda_0 \phi(\vec{\xi}) / (2\pi)$ , calculé sur le support de la pupille du télescope, vaut XX nm. Quand je ne le précise pas, la longueur d'onde  $\lambda_0$  est égale à 800 nm.

### I.2.4.3 Miroirs déformables

Pour corriger les aberrations de phase du front d'onde comme le schématise la figure I.2.8, il faut créer des retards de phase en différents points de la pupille<sup>21</sup>. Deux solutions sont envisageables. La première est de modifier localement l'indice de réfraction du milieu, par exemple, *via* des cristaux liquides. Mais les performances de ceux-ci sont limitées par des problèmes de chromaticité et de polarimétrie. La deuxième solution est d'ajuster la distance parcourue localement par la lumière en utilisant un miroir déformable, c'est-à-dire dont la surface est divisée en  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  parties mobiles, les actionneurs (figure I.2.9). Plusieurs effets peuvent être utilisés pour contrôler le déplacement des actionneurs : piézo-électrique, électrostatique, magnétostrictif, électromagnétique ou thermique. Sans entrer dans le détail de chaque technique, l'objectif est de diviser la surface continue du miroir en  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  actionneurs dont le mouvement est contrôlé avec précision.

#### I.2.4.3.1 Zone de correction

Le nombre d'actionneur  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  étant fini, le nombre de degrés de liberté du miroir déformable est fini et la correction de la phase – fonction continue de l'espace – n'est pas parfaite.

<sup>20</sup>Notez que la notion de longue pose est relative. Dans l'espace, le temps d'évolution des tavelures est beaucoup plus long que sous l'atmosphère. Un temps de pose de plusieurs minutes pourra alors être considéré comme court dans l'espace alors qu'il sera très long au sol.

<sup>21</sup>Je suppose dans un premier temps que les aberrations d'amplitude sont négligeables.

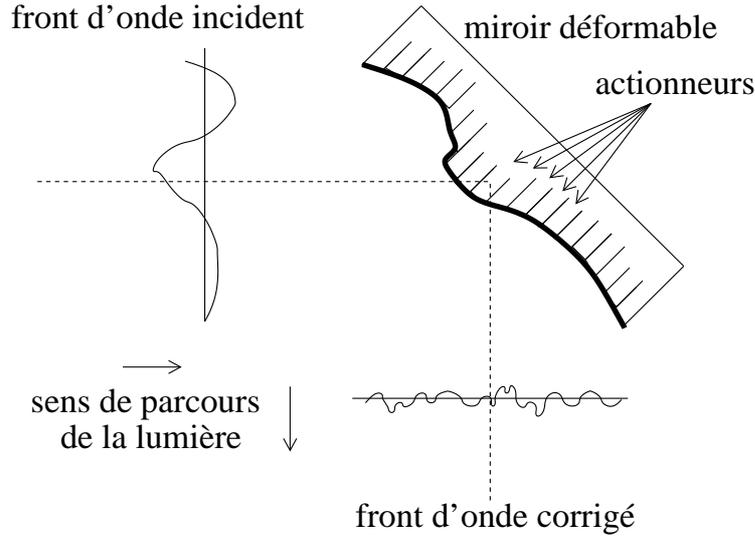


FIG. I.2.9 – Correction du front d'onde par un miroir déformable. La surface du miroir est déformée grâce aux actionneurs et les différents rayons lumineux du faisceau incident ne parcourent pas la même distance.

Seules peuvent être corrigées les fréquences spatiales inférieures à  $N_{\text{act}}/(2D)$  où  $D$  est le diamètre de la pupille, ce qui se traduit dans le plan image par la définition d'une zone de correction – ou *dark hole* (Malbet *et al.*, 1995) – de taille  $[-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] \times [-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] (\lambda_0/D)^2$  à l'intérieur de laquelle les tavelures dues aux aberrations de phase peuvent être corrigées. Si le faisceau est également soumis à des aberrations d'amplitude, la *phase* ( $\phi - ia$ ) à corriger est un nombre complexe et, à nombre fixé d'actionneurs, la zone de correction est divisée d'un facteur 2 :  $[0, N_{\text{act}}/2] \times [-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] (\lambda_0/D)^2$ .

#### I.2.4.3.2 Modélisation et projection de la phase

Une étape importante du contrôle d'un miroir déformable est la projection de la phase sur le miroir, c'est-à-dire le calcul des déplacements  $a_i$  à appliquer à chaque actionneur. De nombreux algorithmes existent et, dans tout le manuscrit, j'utilise celui proposé par Bordé & Traub (2006, équation A3 page 497) pour minimiser l'énergie dans la zone de correction que je réduis d'un facteur 1,05 en largeur et en hauteur (zone que j'appelle  $\mathcal{H}'$ ). Les coefficients  $a_i$  sont dérivés du calcul des produits scalaires de la phase estimée par les fonctions d'influence convoluées par une fonction qui définit la zone du plan focal dans laquelle l'énergie est minimisée. Pour pouvoir appliquer cet algorithme, j'utilise les notations et hypothèses listées ci-dessous et qui permettent une description correcte de l'action d'un miroir déformable d'après Give'ron *et al.* (2003) et Bordé & Traub (2006) :

- la surface du miroir est continue et divisée en  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  actionneurs carrés ;
- la fonction d'influence  $f_i(\vec{\xi})$ , qui traduit la déformation de la membrane provoquée par le mouvement de l'actionneur numéro  $i$  en fonction de la coordonnée spatiale  $\vec{\xi}$  dans le plan pupille, est supposée indépendante de l'actionneur et est donnée par (Huang *et al.*, 2008)

$$f_i(\vec{\xi}) = f_{DM}(\vec{\xi} - \vec{\xi}_i) \quad \text{avec} \quad f_{DM}(\vec{\xi}) = \exp \left[ \ln(\omega) \left( \frac{\|\vec{\xi}\|}{d_0} \right)^2 \right], \quad (\text{I.2.16})$$

- avec  $\omega = 0,15$  le coefficient de couplage entre actionneurs,  $d_0$  la séparation inter-actionneurs et  $\vec{\xi}_i$  la position du centre de l'actionneur numéro  $i$  ;
- le miroir est placé dans un plan conjugué à la pupille du télescope ;
  - la fonction d'influence ne varie pas avec le niveau de correction, c'est-à-dire le déplacement  $a_i$  de l'actionneur ;
  - aucun phénomène d'hystérésis n'est pris en compte ;
  - le temps de réponse du miroir est instantané ;
  - la réponse de chaque actionneur est linéaire<sup>22</sup>.
  - la déformation totale  $\phi_{DM}(\vec{\xi})$  du miroir est la somme des réponses de tous les actionneurs :

$$\phi_{DM}(\vec{\xi}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{act}}^2} a_i f_{DM}(\vec{\xi} - \vec{\xi}_i). \quad (\text{I.2.17})$$

Suite à ces précisions, je peux maintenant définir la zone  $\mathcal{H}$  que j'utilise pour calculer l'énergie moyenne normalisée (paragraphe I.2.3.3). À l'exception des paragraphes IV.2.2 et V.1.4 où je restreins la zone d'intérêt,  $\mathcal{H}$  désigne la région  $\mathcal{H}'$  dont les dimensions sont réduites d'un facteur 1.1 pour que la mesure moyenne  $C_1$  ne soit pas biaisée par l'énergie lumineuse diffractée sur les bords de la zone de correction.

### I.2.4.3.3 Limite intrinsèque des miroirs déformables simulés

La correction produite par le miroir déformable n'étant pas parfaite (paragraphe I.2.4.3.1), je précise, sous les hypothèses listées ci-dessus, quelles sont les meilleures corrections que peuvent produire les miroirs déformables que je simule. Pour déterminer ces limitations intrinsèques, je suppose :

- un défaut de phase statique  $\phi_0$  de 20 nm rms dont la DSP évolue en  $f^{-n} - f = \|\vec{f}\|$  la fréquence spatiale appartenant à  $[0,128]$  cycles par pupille et  $n$  dans  $\{0,1,2,3\}$ , voir paragraphe I.2.4.2 – ;
- un coronographe parfait utilisé en lumière monochromatique  $\lambda_0 = 800$  nm ;
- une estimation parfaite du défaut de phase ;

Le résidu coronographique après cette correction optimale est décrit par l'équation I.2.13 en annulant les aberrations d'amplitude  $a$ , et en remplaçant  $\phi$  par  $\phi_0 - \phi_{DM}$ . Les images pour une DSP en  $f^{-3}$  sont fournies sur la figure I.2.10 pour plusieurs tailles de miroirs déformables : 8x8, 16x16, 32x32 et 64x64 actionneurs. Ces images mettent en évidence la fréquence de coupure à  $N_{\text{act}} \lambda_0 / (2D)$  avec  $N_{\text{act}}$  le nombre d'actionneurs selon un diamètre de pupille (8, 16, 32 et 64 ici) et l'amélioration du niveau de correction quand  $N_{\text{act}}$  augmente (zone corrigée de plus en plus noire). Pour quantifier cette dernière observation, je trace sur la figure I.2.11 les détectons à  $5\sigma$ , notées  $d_{5\sigma_{DM}}$ , de chacune des images pour plusieurs densités spectrales de puissance. Je précise à chaque fois la détection à  $5\sigma$  du résidu coronographique sans correction (ligne continue noire). Considérons la DSP évoluant en  $f^{-3}$  (graphique en bas à droite). Les fréquences de coupure  $\rho_C$  sont égales à  $N_{\text{act}} \lambda_0 / (2D)$ . De plus, comme remarqué sur les images (figure I.2.10), à niveau de défaut constant dans la pupille avant correction (20 nm rms), la détection à  $5\sigma$  après correction est d'autant plus faible que le nombre d'actionneurs est grand. Sans faire d'hypothèses<sup>23</sup> sur l'origine du résidu d'énergie à l'intérieur de la zone de correction ( $\rho \leq \rho_c$ ), je remarque sur les graphiques de la figure I.2.11 qu'en doublant le nombre d'actionneurs  $N_{\text{act}}$ , le niveau est divisé par  $\sim 2^n$  pour une DSP évoluant en  $f^{-n}$ . Une autre façon d'aborder ces résultats est de calculer

<sup>22</sup>Un étalonnage préalable du miroir et de sa fonction de transfert permet de vérifier cette hypothèse.

<sup>23</sup>Une étude précise est en cours pour déterminer l'origine exacte de ce résidu.

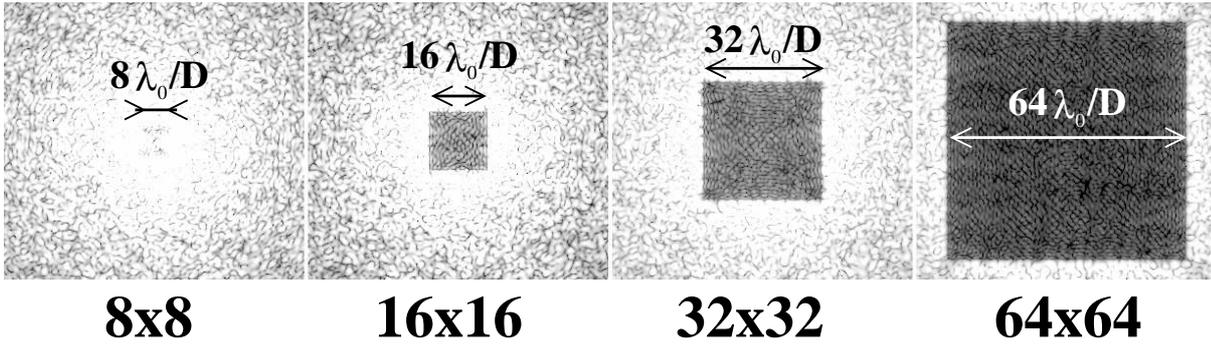


FIG. I.2.10 – Images de la meilleure correction par des miroirs déformables possédant, de gauche à droite, 8x8, 16x16, 32x32 et 64x64 actionneurs. La lumière est monochromatique ( $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ) et le défaut de phase initial, fixé à 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ , est identique dans les quatre cas. La même échelle linéaire de gris est utilisée pour les quatre images.  $D$  est le diamètre de la pupille coronographiée.

les écarts-types de la phase résiduelle  $\phi - \phi_{DM}$  dans la pupille (tableau I.2.1) dans chacun des cas (puissance de la DSP et taille du miroir).

DSP en $N_{\text{act}}$	8	16	32	64
$f^0$	19,9	19,8	19,5	18,1
$f^{-1}$	19,4	18,7	17,6	15,0
$f^{-2}$	15,1	13,1	11,0	8,1
$f^{-3}$	7,3	4,9	3,3	2,0

TAB. I.2.1 – Écarts-types en nm rms de la phase résiduelle  $\phi - \phi_{DM}$  de la meilleure correction de différents miroirs déformables. Chaque ligne correspond à une loi de puissance pour la DSP et chaque colonne à un nombre d'actionneurs. Le défaut de phase  $\phi$  initial est fixé à 20 nm rms.

La forme de la densité spectrale est donc très importante car elle fixe le niveau de la meilleure correction fournie par le miroir déformable. Un autre paramètre qui fixe ce niveau est bien entendu le niveau des aberrations avant correction dont  $d_5\sigma_{DM}$  dépend quadratiquement. Dans la pratique, même en minimisant le nombre d'optiques de l'instrument, il est difficile d'atteindre des défauts inférieurs à quelques dizaines de nanomètres et c'est pour cette raison que, sauf contre-indication, je fixe le défaut de phase à 20 nm rms dans mes simulations.

À plusieurs reprises, je ferai référence à ce paragraphe pour garder en mémoire que les corrections des miroirs déformables que je simule sont limitées aux profils radiaux  $d_5\sigma_{DM}$  de la figure I.2.11. Je note également  $C_{1DM}$  les énergies résiduelles  $C_1$  correspondant à ces limites intrinsèques des miroirs déformables.

### I.2.5 Estimation des aberrations pour la correction active

Les techniques de correction active du front d'onde – dont l'objectif est la suppression des tavelures quasi-statiques de faible niveau (quelques dizaines de nanomètres) – sont donc limitées

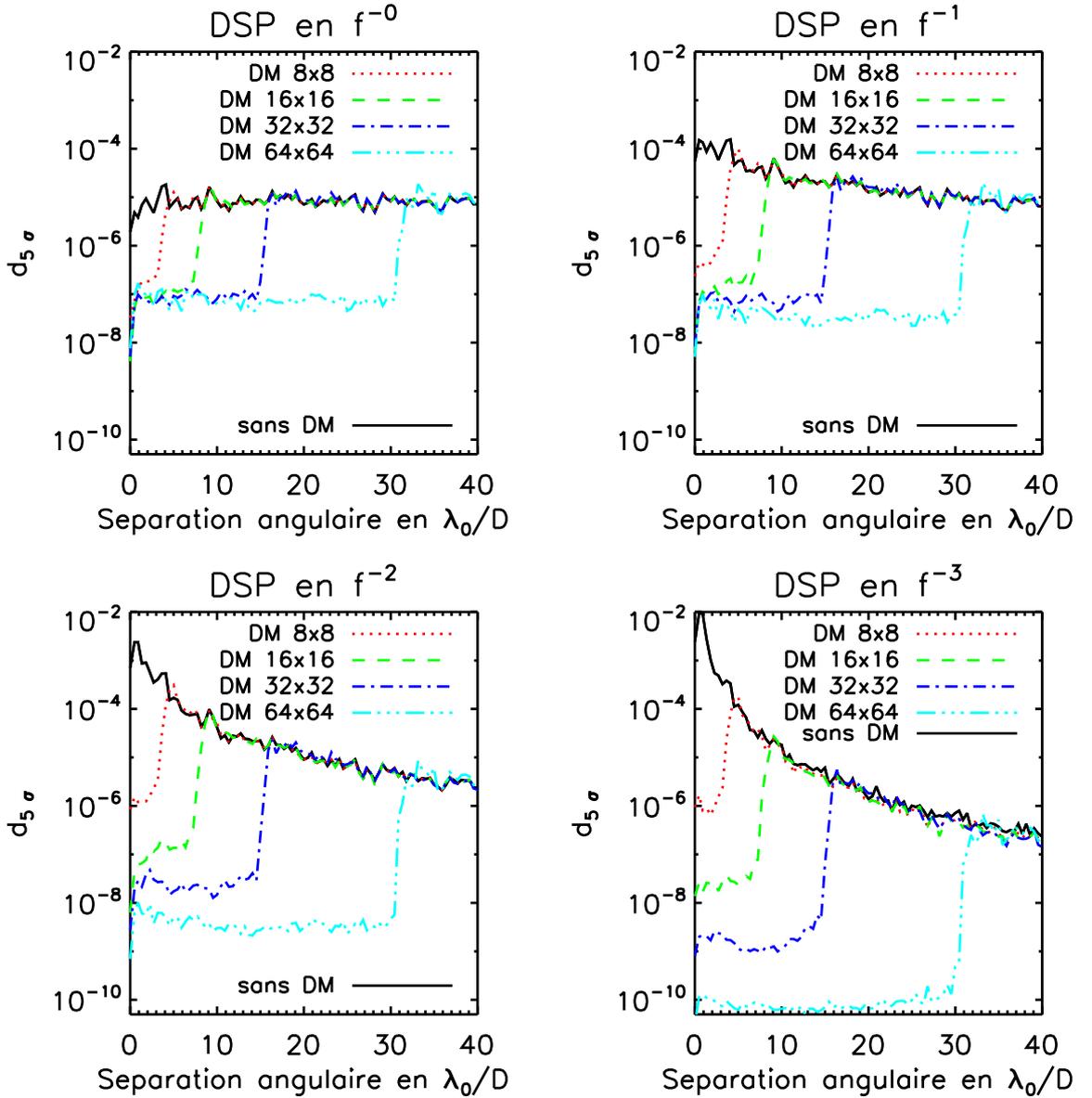


FIG. I.2.11 – Détection à  $5\sigma$  du résidu coronagraphique après correction optimale par différents miroirs déformables (code de couleurs et de styles de lignes) en fonction de la séparation angulaire donnée en  $\lambda_0/D$ . La détection à  $5\sigma$  de l'image non corrigée – le résidu coronagraphique – est tracée en ligne continue noire. La lumière est monochromatique ( $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ) et le défaut de phase initial est fixé à  $20 \text{ nm rms}$ .

à la meilleure correction que le miroir déformable peut produire. Cependant, pour atteindre cette limitation, j'ai supposé que je connaissais parfaitement les aberrations à corriger, ce qui n'est pas réaliste. Dans la pratique, il faut estimer les erreurs de front d'onde.

Les analyseurs classiques de surface d'onde (Rousset, 1999) des optiques adaptatives – Shack-Hartmann (Shack & Platt, 1971), analyseur à courbure (Roddi, 1988) ou analyseur à pyramide (Ragazzoni, 1996; Ragazzoni & Farinato, 1999) – ne sont pas envisageables parce qu'ils

supposent une séparation du faisceau issu du télescope en deux : une voie dédiée à l'imagerie scientifique (étude photométrique, spectrométrique, polarimétrique, etc.) et une voie dédiée à la mesure du front d'onde. Dans ce cas, il existe des aberrations différentielles – ou non vues – entre ces deux voies et les aberrations estimées du front d'onde ne sont pas strictement égales aux aberrations présentes dans l'image scientifique. Ces aberrations différentielles n'empêchent pas la correction d'une grande partie des aberrations atmosphériques par l'optique adaptative. En revanche, pour une correction active qui cherche à corriger des défauts quasi-statiques plus faibles (quelques dizaines de nanomètres), ces aberrations différentielles doivent absolument être éliminées : l'analyseur de surface d'onde doit utiliser l'image scientifique finale pour atteindre des estimations très précises des aberrations (à  $\sim 1$  nm près). Dans ce paragraphe, je présente deux analyseurs de surface d'onde de cette espèce : le *coronagraphic interferometer* et la *self-coherent camera*. Dans ces deux techniques, une partie du faisceau issu du télescope est utilisée pour créer une voie de référence filtrée de toute aberration. L'autre partie du faisceau est traitée par un coronographe. La voie de référence est alors recombinaisonnée avec la voie coronagraphique pour moduler l'intensité des tavelures par interférence et les aberrations du front d'onde sont extraites de cette modulation.

Des techniques similaires ont été proposées pour la mesure des défauts de surface de pièces optiques (Smartt, 1974) mais l'utilisation de la cohérence pour le contrôle d'une correction active est relativement récente.

### I.2.5.1 *Coronagraphic interferometer*

Codona & Angel (2004) ont été les premiers à proposer d'utiliser l'incohérence entre les lumières stellaire et planétaire pour moduler les tavelures (ou *speckles*) du résidu coronagraphique sans moduler l'image de la planète et estimer par ce biais les aberrations quasi-statiques du front d'onde à corriger. L'instrument, l'interféromètre coronagraphique – traduit mot à mot –, ressemble à un interféromètre de Mach-Zender (figure I.2.12) avec une recombinaison par superposition des axes optiques sur une recombinaison. Le faisceau issu du télescope<sup>24</sup> (arrivant du haut sur le schéma) est coronographié par un miroir troué qui joue le rôle d'un masque focal de Lyot (paragraphe I.2.2.2). Le premier bras de l'interféromètre est constitué du faisceau coronographié (en gris foncé), qui se manifeste sur le détecteur par le champ de tavelures stellaires et l'image d'éventuels compagnons. Dans l'autre bras de l'interféromètre, seule de la lumière de l'étoile centrale est présente à cause du filtrage spatial par le miroir troué. Un deuxième filtre spatial, plus fin, est utilisé dans un plan focal pour créer un faisceau de référence comportant très peu d'aberrations de phase et d'amplitude. Une recombinaison mono-axiale fournit deux images  $D_0$  et  $D_\pi$  dans lesquelles les déphasages entre les faisceaux – halo et référence – sont respectivement 0 et  $\pi$ . Étant donné que la lumière du compagnon n'est pas cohérente avec celle de l'étoile, elle n'interfère pas avec le faisceau de référence et un traitement des images  $D_0$  et  $D_\pi$  donne accès aux aberrations de phase du faisceau issu du télescope. Pour avoir accès à la fois aux aberrations d'amplitude et de phase, Angel (2007) a proposé d'ajouter deux voies d'imagerie dans lesquelles les faisceaux sont déphasés de  $\pm\pi/2$ . Plusieurs images doivent être enregistrées simultanément et les aberrations différentielles entre les différentes voies doivent être contrôlées avec précision.

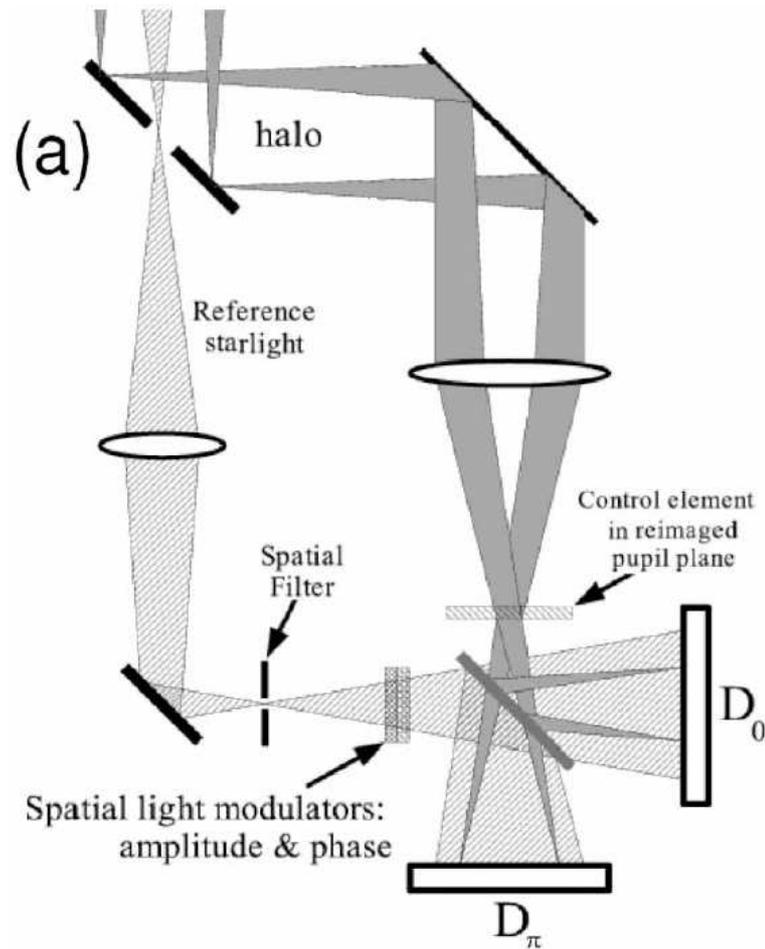


FIG. I.2.12 – Schéma de principe de l'interféromètre coronographique. Le faisceau issu du télescope (venant du haut) est coronographié par un miroir troué en son centre. Cela crée une voie constituée du résidu coronographique (gris foncé), les tavelures stellaires et l'image du compagnon, et une voie de référence (gris clair) contenant uniquement de la lumière stellaire. La voie de référence est filtrée spatialement. Une recombinaison mono-axiale fournit deux images  $D_0$  et  $D_\pi$ . Figure extraite de Codona & Angel (2004).

### I.2.5.2 Self-coherent camera

La *self-coherent camera* (SCC) proposée par Baudoz *et al.* (2006b) tire également profit de cette incohérence entre lumières stellaire et planétaire pour moduler spatialement les tavelures mais, contrairement à la technique précédente, elle utilise un interféromètre avec une recombinaison multi-axiale de type Fizeau (figure I.2.13). La voie de référence (bleu), qui ne contient que de la lumière stellaire, est créée par filtrage spatial en plan focal comme dans l'interféromètre coronographique. Le deuxième faisceau (rouge) est coronographié et contient de la lumière stellaire – celle des tavelures – et de la lumière du compagnon. Une optique recombine les deux faisceaux dans un schéma de type Fizeau et crée des franges d'interférence sur les tavelures mesurées par le détecteur. La lumière du compagnon et celle de la voie de référence n'étant pas cohérentes,

<sup>24</sup>associé à une optique adaptative si le télescope est terrestre.

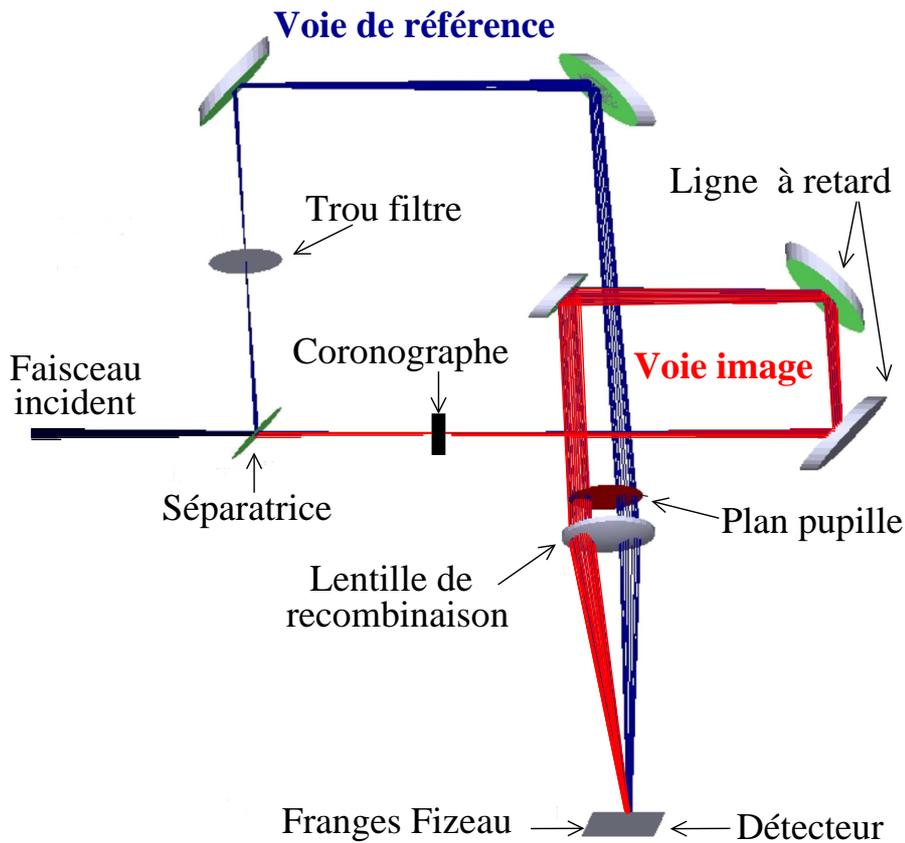


FIG. I.2.13 – Schéma de principe de la self-coherent camera . Le faisceau issu du télescope (venant de gauche en noir) est séparé en deux par une séparatrice. Le faisceau réfléchi (en bleu foncé) est filtré spatialement dans un plan focal et contient uniquement de la lumière stellaire. Le faisceau transmis (en rouge) est coronographié et contient de la lumière stellaire – celle des tavelures – et de la lumière du compagnon. Une optique recombine les faisceaux pour créer des franges d'interférence de type Fizeau sur le détecteur. La ligne à retard permet d'ajuster une différence de marche nulle entre les deux voies interférométriques. Image extraite de Galicher & Baudoz (2007, annexe B) et complétée.

l'image du compagnon n'est pas frangée. Un traitement d'image permet d'estimer les aberrations du front d'onde comme je l'ai montré dans Galicher *et al.* (2008, annexe C) et Galicher *et al.* (2009, annexe D).

L'avantage de la SCC sur l'interféromètre coronographique de Codona & Angel (2004) est qu'elle n'utilise qu'une seule image. L'inconvénient est que l'échantillonnage de l'image unique doit être plus grand pour pouvoir échantillonner correctement les franges d'interférence. Je ne décris pas plus la technique dans ce paragraphe car elle le sera en détail dans les parties III, IV et V.

## I.2.6 Techniques d'imagerie différentielle

Après avoir corrigé les aberrations atmosphériques par une optique adaptative, atténué le bruit de photons avec un coronographe et corrigé les tavelures quasi-statiques par correction

active, il existe toujours un résidu de tavelures car le coronographe n'est jamais parfait, les aberrations, atmosphériques et quasi-statiques, ne sont pas parfaitement estimées et les miroirs déformables ont leurs propres limitations. Les techniques d'imagerie différentielle (figure I.2.14) se proposent de réduire ce bruit de tavelures résiduels en faisant la soustraction entre :

- une image du système étoile-planète sur laquelle l'image du compagnon se perd dans le champ de tavelures quasi-statiques (image de gauche) ;
- et une image de l'étoile seule (image centrale) ou dans laquelle l'image du compagnon est très différente par rapport à la première image ;

ce qui permet de discriminer l'image du compagnon du résidu coronographique (image de droite). Toute la difficulté est d'obtenir deux images du résidu coronographique stellaire dans lesquelles

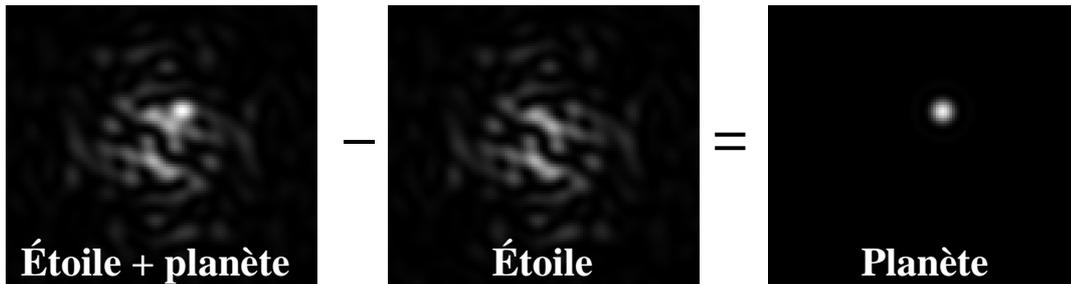


FIG. I.2.14 – L'image de la planète (droite) est obtenue par soustraction de l'image du résidu coronographique de l'étoile centrale (centre) à l'image coronographique du système étoile-planète (gauche). Les échelles de gris sont identiques sur les trois images.

l'image du compagnon est très différente. À cette fin, les techniques d'imagerie différentielle utilisent des propriétés spectrales (paragraphe I.2.6.1), polarimétriques (paragraphe I.2.6.2), de rotation différentielle (paragraphe I.2.6.3) ou de cohérence (paragraphe I.2.6.4).

Toutes ces techniques utilisent deux images enregistrées soit à des instants différents soit dans des voies optiques séparées. Le faisceau optique est donc soumis à des aberrations différentes dans les deux images, ce qui constitue la principale limitation de ces techniques (Cavarroc *et al.*, 2006), sauf dans le cas où une des images est peu sensible à ces aberrations non communes (*self-coherent camera*).

### I.2.6.1 Imagerie différentielle spectrale

Dans les instruments d'imagerie différentielle spectrale (Racine *et al.*, 1999), le faisceau coronographié est séparé en deux faisceaux, voire plus (Marois *et al.*, 2000, 2004, 2005), de longueurs d'onde différentes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et choisies de telle sorte que  $\lambda_2$  se trouve dans une bande d'absorption du spectre du compagnon mais pas  $\lambda_1$ . L'image à la longueur d'onde  $\lambda_1$  est alors l'image du système étoile-compagnon tandis que celle à  $\lambda_2$  est l'image de l'étoile presque seule. En reprenant les explications de Marois *et al.* (2000), quelques précautions sont à prendre :

- une des deux images doit être remise à l'échelle car la taille de la diffraction  $\lambda/D$  dépend de la longueur d'onde ;
- les deux images doivent être centrées avec précision ;
- les résolutions spectrales de chaque image<sup>25</sup> doivent être très proches pour que les dispersions relatives des tavelures soient les mêmes sur les deux images ;

<sup>25</sup>Les bandes passantes des deux voies sont centrées autour de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  mais ne sont pas infiniment fines.

- les aberrations différentielles entre les deux voies d'imagerie doivent être minimales ;
- les deux longueurs d'onde centrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  doivent être proches pour minimiser l'évolution de la tache de diffraction du télescope et des défauts avec la longueur d'onde.

Les deux derniers points sont les plus limitants même si des travaux sont développés pour atténuer leur impact (Sauvage *et al.*, 2006). Un autre inconvénient de cette technique est que le choix des longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  fixe le type d'exoplanètes recherchées. Par exemple, si la bande d'absorption du méthane est utilisée et que l'atmosphère de la planète ne contient pas de méthane, elle n'est pas détectée.

### I.2.6.2 Techniques basées sur la polarisation

Un autre moyen d'obtenir une image de l'étoile seule est d'utiliser le fait que la lumière provenant de l'étoile n'est pas polarisée tandis que celle réfléchiée par l'atmosphère planétaire l'est partiellement. En séparant le faisceau coronographié selon deux polarisations croisées, il est alors possible d'extraire l'image du compagnon (Baba & Murakami, 2003; Baba *et al.*, 2005; Stam *et al.*, 2004). Les limitations principales sont :

- les aberrations différentielles entre les deux voies d'imagerie ;
- la stabilité des polarisations induites par les optiques dans chacune des voies pendant la pose<sup>26</sup> ;
- la variation du taux de polarisation de la lumière réfléchiée par l'atmosphère planétaire en fonction de la position de la planète sur son orbite.

### I.2.6.3 Imagerie différentielle angulaire

La technique *angular differential imaging* (ADI), à l'origine proposée par Schneider *et al.* (1998, 1999) et utilisée entre autres par Lowrance *et al.* (1999, 2000), a été reprise quelques années plus tard par Marois *et al.* (2006) qui la décrit comme suit : « Une séquence [de  $N$ ] images est enregistrée en utilisant un télescope altitude/azimutal dont le rotateur de champ est éteint, ce qui laisse le train optique télescope-instrument aligné mais provoque la rotation du champ de vue entre les images enregistrées. Une image de référence – obtenue à partir de la séquence des  $N$  images – est soustraite à chaque image. Toutes les images obtenues sont alors alignées par rotation – pour compenser la rotation de champ – et combinées ». Marois *et al.* (2008) ont ainsi obtenu l'image du système triple orbitant autour de l'étoile HR 8799 (figure I.2.15) et composés de planètes géantes gazeuses de 7 (HR 8799b), 10 (HR 8799c) et 10 (HR 8799d) fois la masse de Jupiter respectivement éloignées de 68, 38 et 24 unités astronomiques de l'étoile centrale.

Comme les images sont enregistrées à des instants différents, la limitation principale de l'ADI est la variation temporelle du champ de tavelures quasi-statiques. Par exemple, si l'instrument est placé au foyer Nasmyth d'un télescope, un dérotateur de pupille est indispensable (Mugnier *et al.*, 2008).

### I.2.6.4 Utilisation de l'incohérence lumineuse

Une dernière manière de discriminer les tavelures du résidu coronographique de l'image de la planète est d'utiliser l'incohérence entre les lumières stellaire et planétaire. Cette propriété présente l'avantage qu'aucune hypothèse n'est faite sur le spectre ou la position du compagnon, ni sur la polarisation de la lumière qui en provient.

---

<sup>26</sup> Quand le télescope *suit* l'étoile pour une longue pose, les angles d'incidence du faisceau peuvent changer, mais il ne faut pas que cela modifie les polarisations.

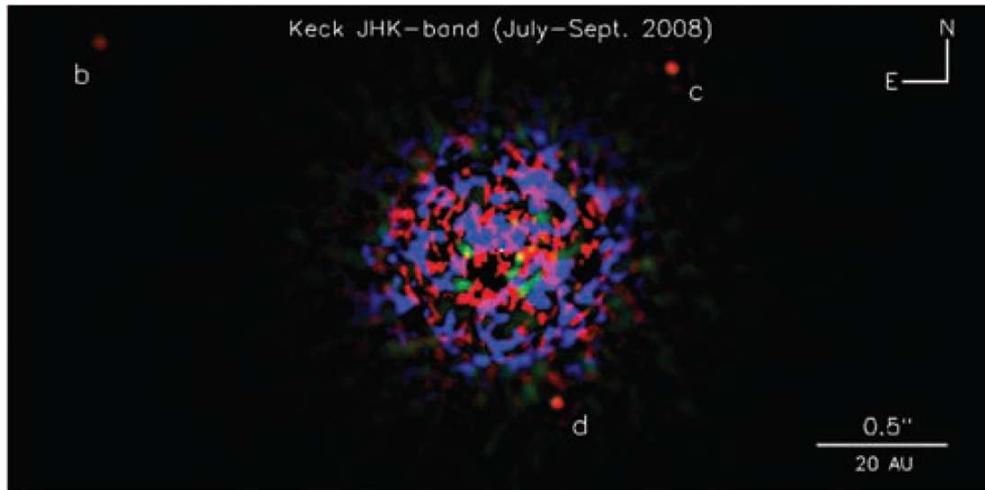


FIG. I.2.15 – *Détection directe par imagerie différentielle angulaire du système triple orbitant autour de HR 8799. Les masses respectives des planètes b, c et d sont 7, 10 et 10 masses de Jupiter et leurs séparations à l'étoile centrale, 68, 38 et 24 unités astronomiques. Image extraite de Marois et al. (2008).*

#### I.2.6.4.1 *Synchronous interferometric speckle subtraction*

Par exemple, Guyon (2004) a proposé d'utiliser une variante de l'interféromètre de Mach-Zehnder (figure I.2.16). Le faisceau issu du télescope (venant du haut) est coronographié par un masque focal réfléchissant. Le résidu coronographique, halo de tavelures et image du compagnon, constitue le faisceau image (*image channel*) dont la phase est modulée temporellement par une ligne à retard. La deuxième voie de l'interféromètre, la référence, est constituée de la lumière réfléchie par le masque focal et ne contient donc que des photons de l'étoile centrale (*reference channel*). Une recombinaison mono-axiale fournit deux images interférentielles complémentaires  $I_1$  et  $I_2$ . Comme les photons du compagnon ne peuvent pas interférer avec les photons stellaires de la voie de référence, seule l'intensité des tavelures stellaires est modulée dans le temps. Un traitement des images  $I_1$  et  $I_2$ , associé à la mesure du flux dans la voie de référence (*flux measure* sur le schéma), permet d'atténuer l'impact du bruit de tavelures.

#### I.2.6.4.2 *Self-coherent camera*

J'ai déjà évoquée la *self-coherent camera* (SCC) comme analyseur de surface d'onde en plan focal (paragraphe I.2.5.2). Historiquement, elle a été proposée à l'origine par Baudoz *et al.* (2006b) comme technique d'imagerie différentielle car la modulation spatiale des tavelures peut être utilisée *a posteriori* pour extraire une image coronographique sans compagnon. Je décris plus en détails cette technique dans les parties III à V.

En résumant les paragraphes précédents, les futurs instruments d'imagerie à haut contraste (figure I.2.17) devront associer un télescope pour collecter les photons de l'étoile et de son compagnon, une optique adaptative pour compenser les aberrations atmosphériques – fréquences de l'ordre du kHz –, un coronographe pour atténuer au mieux le bruit de photons et une technique

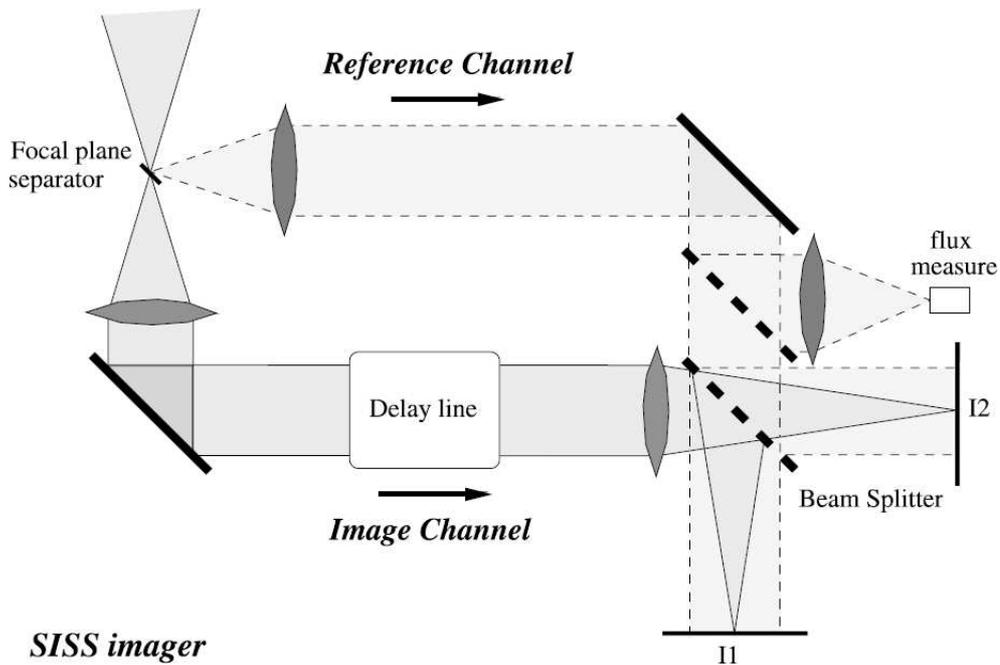


FIG. I.2.16 – Schéma de principe du synchronous interferometric speckle subtraction. Le faisceau issu du télescope (venant du haut) est coronographié par un masque focal réfléchissant. La phase du faisceau de la voie image (en bas) – constitué des photons du résidu coronographié et du compagnon – est modulée temporellement. La voie de référence, issue d'un filtrage spatial en plan focal, ne contient que des photons stellaires. La recombinaison mono-axiale fournit deux images  $I_1$  et  $I_2$ . Une voie est dédiée à la mesure de flux de la voie de référence (flux measure). Figure extraite de Guyon (2004).

post-coronographique constituée d'une correction active – fréquences de l'ordre du Hz – et/ou d'une technique d'imagerie différentielle. C'est ce que feront les instruments de deuxième génération *spectro-polarimetric high-contrast exoplanet research* (Sphere, Beuzit *et al.*, 2008) pour le *very large telescope* (VLT) et *Gemini planet finder* (GPI, Macintosh *et al.*, 2008) pour le *Gemini telescope*. De la même façon, l'instrument *exo-planet imaging camera and spectrograph* (Epics, Vérinaud *et al.*, 2008) à l'étude pour le futur *european extremely large telescope* utilise chacune des étapes de la figure I.2.17.

J'arrête ici cette présentation générale et m'attache dans la suite du manuscrit à la description des travaux que j'ai effectués pendant ma thèse. Je me suis intéressé pendant ces trois années à deux techniques, l'une coronographique et l'autre post-coronographique. Dans un premier temps, j'ai étudié le coronographe achromatique à quatre quadrants à étages multiples (MFQPM) dont je présente le principe, les performances théoriques et les premiers résultats expérimentaux dans la partie II. Puis, j'ai consacré la majeure partie de mon temps à l'étude de la *self-coherent camera* (SCC), une technique post-coronographique qui permet d'atténuer le bruit de tavelures et dont je détaille le principe de fonctionnement dans la partie III. Dans la partie IV, je propose une

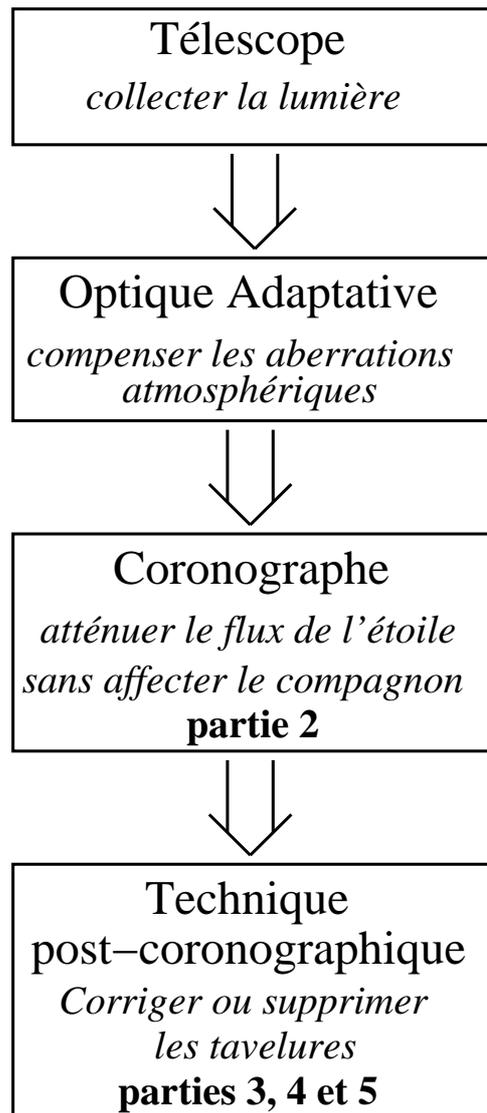


FIG. I.2.17 – Principales étapes de l'imagerie à haut contraste. Le télescope permet de collecter la lumière de l'objet observé. L'optique adaptative compense les perturbations atmosphériques pour concentrer l'énergie lumineuse de chaque source sur la plus petite surface possible d'un plan focal. Un coronographe permet alors d'atténuer le flux lumineux de la source centrale sans affecter son voisinage proche et ténu (partie II de mon manuscrit). Enfin, une technique post-coronographique (partie III) permet de corriger ou supprimer (parties IV et V) les tavelures résiduelles qui peuvent limiter le contraste de l'image finale.

étude paramétrique de la *self-coherent camera* utilisée d'une part, comme analyseur de surface d'onde en plan focal (correction active) et d'autre part, comme technique d'imagerie différentielle pour estimer l'image d'un compagnon. J'explique ensuite que la SCC s'intègre très facilement à un montage coronographique de type Lyot et j'optimise, pour exemple, son association avec un coronographe à quatre quadrants (FQPM) dans la partie V. Je fais part dans cette même partie des premières mesures d'un défaut de phase de  $\sim 1$  nm rms réalisées en laboratoire avec

un prototype de la SCC-FQPM. Enfin, je combine les deux modes de fonctionnement de la SCC-FQPM – analyseur de surface d’onde en plan focalet imagerie différentielle – pour démontrer numériquement que des planètes de type Jupiter, super-Terre et Terre peuvent être détectées de l’espace, sous des hypothèses réalistes.

## Deuxième partie

# Le coronographe à quatre quadrants à étages multiples

*Ils ne sont grands que parce que nous sommes à genou.*

Étienne de La Boétie



J'ai expliqué dans la première partie que l'imagerie d'une source très ténue – une planète – et proche d'une source très brillante – son étoile-hôte – s'effectue en plusieurs étapes : la compensation des aberrations atmosphériques par l'optique adaptative, l'atténuation du flux de la source brillante et la correction des erreurs lentes de front d'onde. Dans cette partie, je me concentre sur le deuxième point en présentant le coronographe à quatre quadrants en cascade, également dit à étages multiples et de sigle MFQPM pour *multi-stage four quadrant phase mask coronagraph*. Pour comprendre quelles raisons ont amené Baudoz *et al.* (2008) à proposer cet instrument, je décris, au chapitre II.1, un montage coronographique ne faisant intervenir qu'un seul coronographe à quatre quadrants monochromatique – appelé *four quadrant phase mask coronagraph* (FQPM) en anglais – et j'en présente les limitations dues au chromatisme de la lumière utilisée. Dans le chapitre II.2, j'étudie le MFQPM, coronographe achromatique n'utilisant que des coronographes à quatre quadrants monochromatiques montés en série. Je décris le principe et les performances théoriques (paragraphe II.2.1), les premiers résultats expérimentaux (paragraphe II.2.2), les travaux actuels et le prototype en cours de construction (paragraphe II.2.3).



# Chapitre II.1

## Coronographe à quatre quadrants monochromatique

Je n'ai pas la prétention de présenter une étude exhaustive du coronographe à quatre quadrants<sup>27</sup> dans ce chapitre. Après avoir rappelé au paragraphe II.1.1 le principe de son fonctionnement, mon objectif est de caractériser la limitation due au chromatisme de la lumière incidente (paragraphe II.1.2). Je survole les méthodes envisagées pour surmonter cette limitation dans le paragraphe II.1.3 et j'aboutis à la solution que j'ai étudiée pendant ma thèse : le coronographe à quatre quadrants à étages multiples.

### II.1.1 En lumière monochromatique

Le coronographe est inséré dans le faisceau collecté par le télescope en aval d'un éventuel étage d'optique adaptative et en amont d'un étage dédié à la correction de tavelures (figure I.2.17). La figure II.1.1 présente le schéma de principe du coronographe à quatre quadrants. La lumière d'une source ponctuelle, à l'infini et située sur l'axe optique est collectée par le télescope qui fournit au coronographe un faisceau collimaté parallèle à l'axe optique – faisceau incident à gauche. Un diaphragme représente la pupille ronde du télescope – image de gauche – dont la distribution en intensité est uniforme en l'absence de défauts optiques de phase ou d'amplitude. Une lentille fait converger le faisceau sur le masque coronographique qui induit un déphasage de  $\pi$  sur deux quadrants dans une diagonale relativement aux quadrants de l'autre diagonale. Le faisceau est alors collimaté et, dans le plan pupille suivant, la lumière est diffractée. Dans un cas parfait – aucune aberration de phase ou d'amplitude, masque de phase parfait – l'énergie à l'intérieur de la pupille ronde conjuguée avec la pupille du télescope est exactement nulle (Abe *et al.*, 2003) – disque noir dans la carte d'intensité sur l'image de droite. Un diaphragme de Lyot permet d'éliminer toute cette lumière diffractée qui n'atteint donc pas le détecteur. L'image d'une source hors axe (planète) se forme dans un seul des quatre quadrants du masque focal et son image n'est pas affectée par le coronographe. Dans la pratique, une partie de l'énergie de l'étoile centrale n'est pas filtrée par le coronographe et atteint le détecteur à cause des défauts optiques dans le faisceau – voir les parties III à V – ou des défauts de fabrication du masque focal coronographique. Par exemple, les transitions du masque de phase, régions séparant deux quadrants, doivent être fines pour diffracter le moins d'énergie possible à l'intérieur du diaphragme de Lyot (Baudoz *et al.*, 2006a). Un autre point critique est la précision du déphasage différentiel entre deux quadrants qui

---

<sup>27</sup>Pour une étude plus complète du FQPM simple, le lecteur pourra se référer aux articles de Rouan *et al.* (2000); Riaud *et al.* (2001, 2003); Boccaletti *et al.* (2004); Mawet *et al.* (2006).

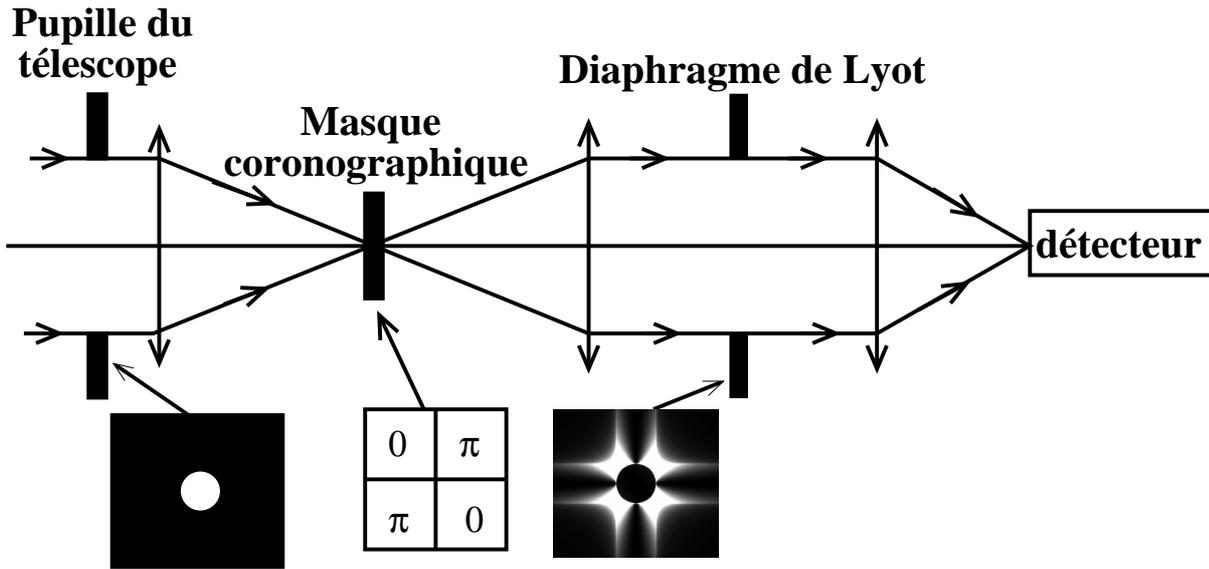


FIG. II.1.1 – Schéma de principe du coronographe à quatre quadrants. Le faisceau collecté par le télescope est injecté dans le coronographe sur la gauche ; il est collimaté et parallèle à l'axe optique si la source est ponctuelle et sur cet axe. Un diaphragme définit une pupille ronde – image de gauche – dont le profil en intensité est plat en l'absence de défauts optiques. Le masque coronographique, placé dans un plan focal, déphase de  $\pi$  sur deux quadrants dans une diagonale et de 0 sur l'autre diagonale. Dans le plan pupille suivant, l'intensité lumineuse est diffractée en dehors de la pupille ronde conjuguée avec la pupille d'entrée – voir la distribution en intensité dans ce plan sur l'image de droite – et un diaphragme de Lyot stoppe cette énergie diffractée. Aucune énergie d'une source ponctuelle située sur l'axe optique n'atteint alors le détecteur placé dans le plan focal final.

doit être exactement  $\pi$  pour que l'énergie lumineuse d'une source sur l'axe optique soit rejetée à l'extérieur de la pupille ronde dans le plan du diaphragme de Lyot. En lumière monochromatique de longueur d'onde  $\lambda_0$ , l'équipe du pôle astronomie du laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique (Lesia) de l'Observatoire de Paris a l'habitude d'utiliser des masques de phase en transmission construits dans un matériau d'indice  $n_{\lambda_0}$  – l'indice dépend de la longueur d'onde – et dont les quadrants déphasant de  $\pi$  présentent une marche d'épaisseur  $e_0 = \lambda_0/[2(n_{\lambda_0} - 1)]$ . Le masque est dit optimisé pour la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Des contrastes de l'ordre de  $10^{-5}$  ont été obtenus en laboratoire avec de tels masques en lumière monochromatique (Riaud *et al.*, 2003).

## II.1.2 Limitation en lumière polychromatique

Si la longueur d'onde  $\lambda$  est quelconque, la marche d'épaisseur  $e_0$  d'un masque en transmission optimisé à  $\lambda_0$  induit un déphasage entre les quadrants égal à

$$\phi(\lambda) = \frac{2\pi(n_\lambda - 1)e_0}{\lambda} = \pi \frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda_0} - 1} \frac{\lambda_0}{\lambda}. \quad (\text{II.1.1})$$

Aux longueurs d'onde  $\lambda_k = (n_\lambda - 1)e_0/k$  avec  $k$  entier, ce déphasage est égal à  $0 [2\pi]$  – les quatre quadrants ne déphasent pas le faisceau – et le masque n'a aucun effet ; le coronographe

est inefficace et toute l'énergie de l'étoile atteint le détecteur. Au contraire, aux longueurs d'onde  $\lambda_k = 2(n_\lambda - 1)e_0/(2k + 1)$  avec  $k$  entier, le déphasage est  $\pi [2\pi]$  et le coronographe stoppe toute l'énergie de l'étoile centrale. L'énergie aux longueurs d'onde intermédiaires est plus ou moins atténuée et je propose de l'estimer en appelant  $I_0(\lambda)$  l'énergie lumineuse intégrée dans la pupille d'entrée à la longueur d'onde  $\lambda$ . En modélisant le coronographe à quatre quadrants par un interféromètre à quatre voies dont deux sont déphasées de  $\phi(\lambda)$  par rapport aux deux autres, l'énergie résiduelle  $I_r(\lambda)$  à la longueur d'onde  $\lambda$  dans le diaphragme de Lyot – de même diamètre que la pupille d'entrée – s'écrit

$$\begin{aligned} I_r(\lambda) &= I_0(\lambda) \left| \frac{1 + \exp[i\phi(\lambda)]}{2} \right|^2 \\ \Rightarrow I_r(\lambda) &= I_0(\lambda) \frac{1 + \cos[\phi(\lambda)]}{2}. \end{aligned}$$

En remplaçant  $\phi$  par son expression, je trouve le coefficient d'atténuation du FQPM, également appelé énergie résiduelle normalisée et notée  $I_r(\lambda)/I_0(\lambda)$  :

$$\frac{I_r(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \pi \frac{n_\lambda - 1}{n_{\lambda_0} - 1} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \right]. \quad (\text{II.1.2})$$

Cette fonction est représentée sur la figure II.1.2 pour un coronographe de longueur d'onde optimale  $\lambda_0 = 700$  nm. Ce modèle est validé par de nombreuses comparaisons avec des courbes

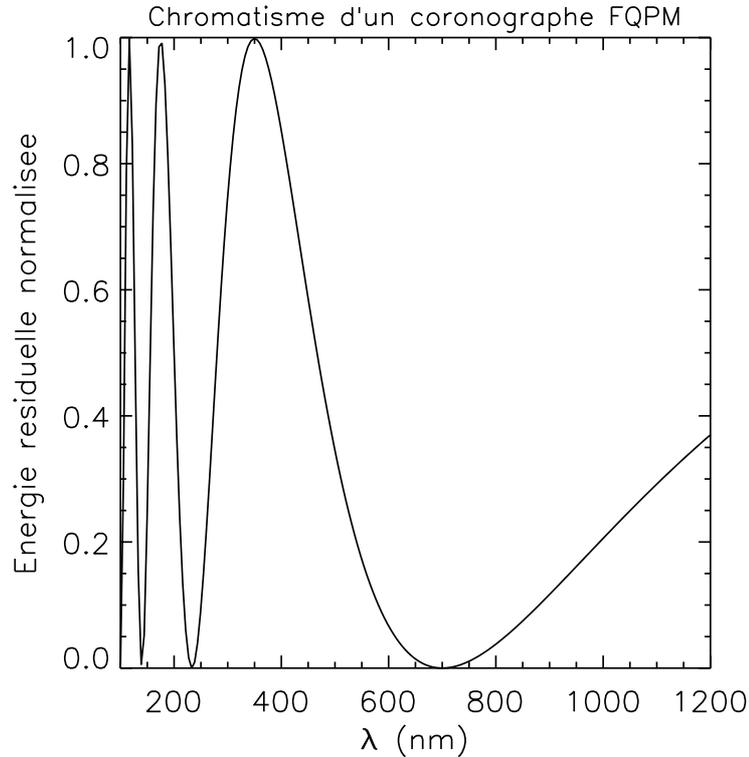


FIG. II.1.2 – Énergie résiduelle en fonction de la longueur d'onde pour un coronographe à quatre quadrants monochromatique de longueur d'onde optimale  $\lambda_0 = 700$  nm. Les diamètres du diaphragme de Lyot et de la pupille d'entrée sont égaux. Aucun défaut optique n'est pris en compte.

expérimentales obtenues en laboratoire (Baudoz *et al.*, 2006a).

En lumière polychromatique, le coefficient d'atténuation total  $1/\tau$  est égal à l'intégration de l'énergie résiduelle  $I_r(\lambda)/I_0(\lambda)$  (Eq. II.1.2) sur l'intervalle considéré de longueurs d'onde, de largeur  $\Delta\lambda$  et de longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  :

$$\frac{1}{\tau} = \int_{R_\lambda} \frac{I_r(\lambda)}{I_0(\lambda)} d\lambda. \quad (\text{II.1.3})$$

Si l'intervalle n'est pas trop large –  $R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda \geq 5$  – l'indice ne varie presque pas –  $n_\lambda \simeq n_{\lambda_0}$  – et le développement limité en  $R_\lambda$  au premier ordre non nul s'écrit

$$\tau = \frac{48 R_\lambda^2}{\pi^2}. \quad (\text{II.1.4})$$

Par exemple, pour la bande spectrale H – centrée sur  $1,65 \mu\text{m}$  et de largeur  $\Delta\lambda = 330 \text{ nm}$  ( $R_\lambda = 5$ ) – la réjection  $\tau$  n'est que de 120, à comparer au  $10^6$  ou  $10^{10}$  requis pour détecter une exoplanète en lumière visible !

### II.1.3 Diverses méthodes d'achromatisation

Diverses techniques sont étudiées pour achromatiser le coronographe à quatre quadrants. Plusieurs d'entre elles utilisent ou créent une biréfringence au sein du masque de phase. Mawet *et al.* (2006) ont, par exemple, proposé d'utiliser des lames demi-onde, c'est-à-dire déphasant le faisceau qui les traverse de  $\pi$ , construites dans des matériaux biréfringents. Cette solution est étudiée (Boccaletti *et al.*, 2008) dans le cadre du projet *spectro polarimetric high contrast exoplanet research* (Sphere) de l'ESO pour le *very large telescope* (VLT). Une autre technique utilise des réseaux d'ordre zéro (ZOG pour *zero order grating*), également dits *sub-lambda*<sup>28</sup>, pour créer un masque de phase à quatre quadrants déphasant de la même façon toutes les longueurs d'onde sur une large bande spectrale (Mawet *et al.*, 2005). Une troisième méthode s'appuie sur les propriétés des cristaux liquides et a été testée en laboratoire (Baba *et al.*, 2002; Murakami *et al.*, 2006).

Enfin, une des dernières propositions, celle que j'ai étudiée et que je présente au chapitre II.2, utilise uniquement les masques de phase à quatre quadrants monochromatiques décrits au paragraphe précédent et dont la technologie est maîtrisée.

---

<sup>28</sup>Le pas d'un réseau *sub-lambda* est inférieur à la longueur d'onde à laquelle il est utilisé.

## Chapitre II.2

# Coronographe à quatre quadrants à étages multiples

Le coronographe à quatre quadrants à étages multiples – de sigle MFQPM pour *multi-stage four quadrant phase mask* – a été proposé par Baudoz *et al.* (2008) pour achromatiser le coronographe à quatre quadrants. Je présente son principe et quelques-unes de ses propriétés au paragraphe II.2.1. Puis, au paragraphe II.2.2, je partage les performances du premier prototype du MFQPM obtenues en laboratoire et je les compare aux résultats du code numérique que j'ai développé. Enfin, je décris, au paragraphe II.2.3, les travaux actuels et le prototype en cours de construction.

### II.2.1 Principe de fonctionnement

#### II.2.1.1 La cascade de coronographes

Pour une longueur d'onde  $\lambda_1$  non optimale –  $\lambda_1 \neq \lambda_0$  –, l'image obtenue en aval d'un coronographe à quatre quadrants monochromatique, après passage par le diaphragme de Lyot, ressemble fortement à une tache de diffraction classique, c'est-à-dire n'ayant pas subie l'effet du coronographe (paragraphe II.1.2). Un deuxième coronographe, placé en aval du premier et cette fois-ci adapté à la longueur d'onde  $\lambda_1$ , peut alors être utilisé pour créer l'effet coronographique souhaité. Baudoz *et al.* (2008) ont proposé d'utiliser cette propriété avec le coronographe à quatre quadrants à étages multiples, constitué de plusieurs coronographes à quatre quadrants monochromatiques montés en série. Chaque coronographe atténue le flux de l'étoile centrale autour de sa longueur d'onde optimale, ce qui permet de créer un coronographe achromatique. Un schéma de principe d'un MFQPM comprenant trois coronographes optimisés pour les longueurs d'onde  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  est donné en figure II.2.1.

#### II.2.1.2 Choix des diaphragmes de Lyot, quelles conséquences ?

En théorie, le diaphragme de Lyot est de même diamètre que la pupille d'entrée dans le coronographe. Dans la pratique, l'énergie de l'étoile centrale n'est pas parfaitement rejetée à l'extérieur de la pupille ronde de diamètre  $D_{i-1}$  dans le plan du diaphragme de Lyot du  $i^{\text{ème}}$  coronographe. Le diamètre  $D_i$  de ce diaphragme doit alors être un peu plus petit que le diamètre  $D_{i-1}$ <sup>29</sup> de la pupille d'entrée dans ce coronographe –  $D_i \simeq 0.95 D_{i-1} \leq D_{i-1}$ . Une

---

<sup>29</sup>Si les focales des lentilles ne sont pas identiques, ce sont les diamètres compensés des grandissements qui doivent être comparés et que je note  $D_i$ .

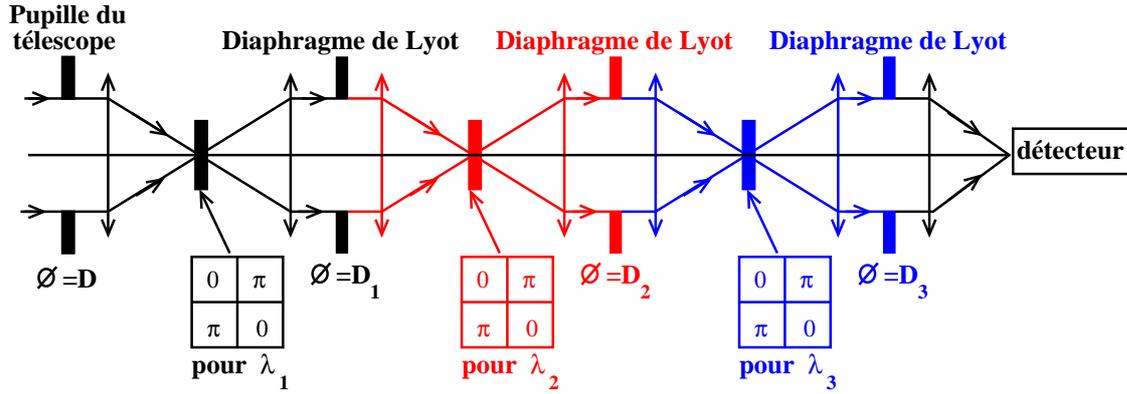


FIG. II.2.1 – Schéma de principe d'un coronographe à quatre quadrants à étages multiples constitué de trois coronographes à quatre quadrants monochromatiques optimisés respectivement pour  $\lambda_1$  (noir),  $\lambda_2$  (rouge) et  $\lambda_3$  (bleu).

première conséquence est la diminution du flux du compagnon d'un facteur  $(D/D_N)^2$ , avec  $N$  le nombre total de coronographes monochromatiques associés. D'autres conséquences – minimisation de l'impact des aberrations optiques, décalage de la longueur d'onde optimale, etc – sont à l'étude.

### II.2.1.3 Réponse spectrale d'un MFQPM, modélisation numérique

En reprenant le raisonnement utilisé au paragraphe II.1.2 pour déterminer la réponse spectrale d'un coronographe monochromatique (Eq. II.1.2), mais en considérant  $N$  coronographes monochromatiques optimisés pour les longueurs d'onde  $\lambda_i$ , je trouve que l'énergie résiduelle normalisée à l'énergie incidente est donnée par

$$\frac{I_r(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \frac{1}{2^N} \prod_{i=1}^N \left[ 1 + \cos \left( \pi \frac{n_{i,\lambda} - 1}{n_{i,\lambda_i} - 1} \frac{\lambda_i}{\lambda} \right) \right], \quad (\text{II.2.1})$$

où  $n_{i,\lambda}$  est l'indice du  $i^{\text{ème}}$  masque à la longueur d'onde  $\lambda$ . Sur la figure II.2.2 est tracée cette énergie résiduelle (noir) en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un MFQPM constitué de trois coronographes monochromatiques optimisés respectivement pour  $\lambda_1 = 1,50 \mu\text{m}$  (rouge),  $\lambda_2 = 1,63 \mu\text{m}$  (vert) et  $\lambda_3 = 1,78 \mu\text{m}$  (bleu). L'intervalle de longueur d'onde considéré correspond à la bande spectrale H et la réjection  $\tau$  (Eq. II.1.3) par le coronographe à quatre quadrants à trois étages est de l'ordre de  $2 \cdot 10^6$ , à comparer à 120 obtenu avec un seul coronographe à quatre quadrants monochromatique optimisé pour  $1,65 \mu\text{m}$  (paragraphe II.1.2).

Cette loi théorique qui représente la meilleure performance d'un coronographe à étages multiples – aucune aberration optique de phase ou d'amplitude, transitions du masque de phase infiniment fines – sera comparée aux résultats expérimentaux dans la partie suivante.

## II.2.2 Résultats expérimentaux

L'objectif d'un MFQPM étant d'atténuer le flux de l'étoile centrale sur une large bande spectrale, pour établir ses performances, je mesure sa réjection en fonction de la longueur d'onde ou le contraste détectable dans l'image coronographique grâce au montage optique décrit au

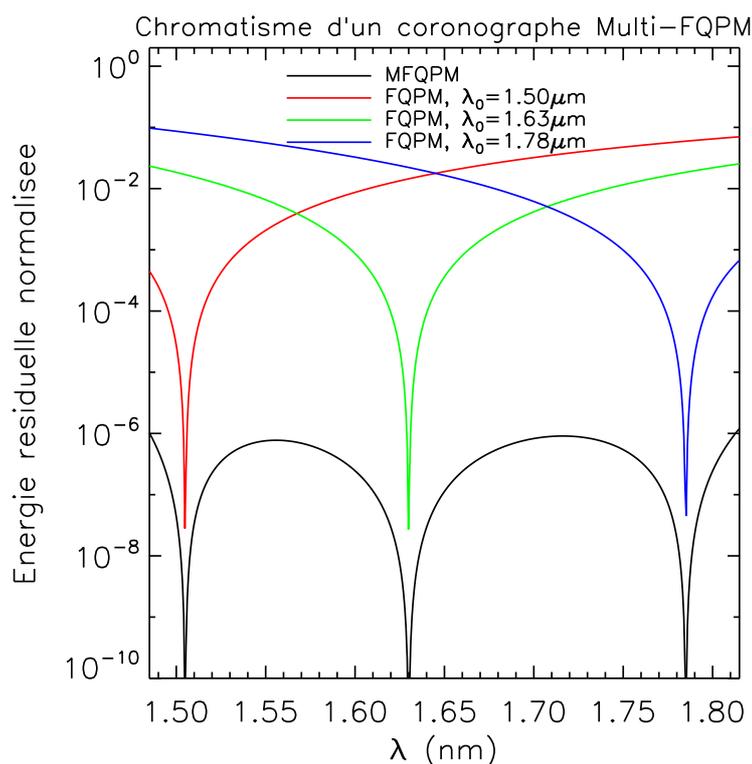


FIG. II.2.2 – Réponse spectrale d'un coronographe à quatre quadrants à étages multiples (courbe noire) constitué de trois coronographes monochromatiques optimisés respectivement pour  $1,50\ \mu\text{m}$  (rouge),  $1,63\ \mu\text{m}$  (vert) et  $1,78\ \mu\text{m}$  (bleu). L'intervalle spectral correspond à la bande H centrée sur  $1,65\ \mu\text{m}$  et large de  $330\ \text{nm}$ . L'échelle des ordonnées est logarithmique. Aucun défaut optique n'est pris en compte.

paragraphe II.2.2.1. Les résultats de la première expérience, réalisée avec une faible ouverture du faisceau optique, sont fournis aux paragraphes II.2.2.2 et II.2.2.3.

### II.2.2.1 Description du montage optique

L'utilisation d'un coronographe à faible ouverture  $D/F$  permet de minimiser l'impact des défauts optiques des lentilles, des masques de phase, des diaphragmes, etc. Il est alors plus aisé de vérifier le principe de la technique, ce que j'ai fait au premier semestre 2007 en travaillant avec trois coronographes à quatre quadrants monochromatiques selon le schéma optique de la figure II.2.1. La longueur d'onde optimale de chaque masque ainsi que le diamètre  $D_i$  de chaque diaphragme de Lyot et la focale des lentilles sont fournis dans le tableau II.2.1. Le diamètre de la pupille d'entrée est  $1,78\ \text{mm}$ , ce qui implique un faisceau ouvert à  $\sim F/250$  sur le masque de phase du premier coronographe.

### II.2.2.2 Spectre

Pendant la première expérience, un réseau par transmission de  $300\ \text{traits}\cdot\text{mm}^{-1}$  est intercalé entre le dernier diaphragme de Lyot et la lentille faisant converger le faisceau sur le détecteur (voir la figure II.2.3). Pour étalonner l'axe des longueurs d'onde des spectres expérimentaux présentés

Coronographe	n°1	n°2	n°3
Longueur d'onde optimale (nm)	611	633	641
$D_i/D_{i-1}$	77%	77%	84%
Focale des lentilles d'entrée (mm)	450	115	300
Focale des lentilles de sortie (mm)	115	150	400

TAB. II.2.1 – Caractéristiques des optiques et des trois masques de phase à quatre quadrants utilisés pour l'expérience du premier semestre 2007. La deuxième ligne donne la longueur d'onde optimale de chaque masque et la troisième, le diamètre relatif du diaphragme de Lyot par rapport au diamètre du masque précédent;  $D_0 = 1,78$  mm est le diamètre du faisceau d'entrée. Les focales des lentilles d'entrée – faisant converger le faisceau sur le masque de phase – et de sortie – qui collimatent le faisceau sur le diaphragme de Lyot – sont précisées sur les deux dernières lignes.

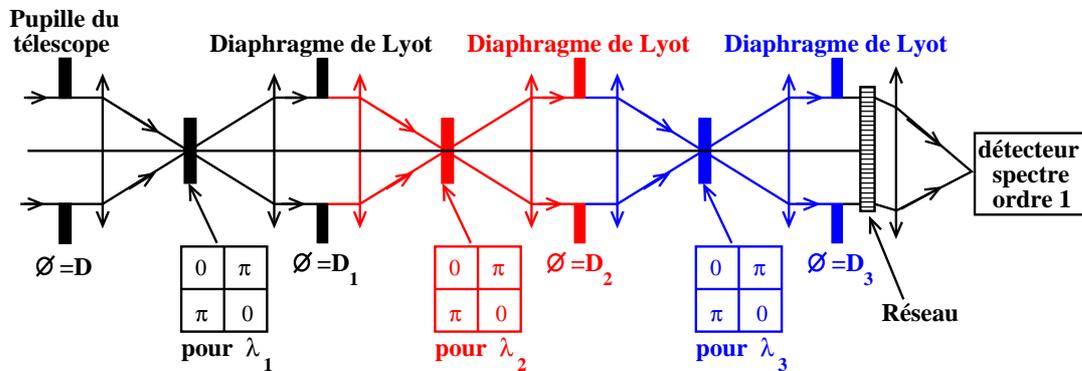


FIG. II.2.3 – Montage optique de l'expérience du premier semestre 2007 pour l'obtention d'un spectre du résidu coronagraphique d'un MFQPM constitué de trois coronographes monochromatiques (voir le tableau II.2.1). Le réseau comporte  $300 \text{ traits.mm}^{-1}$  et le détecteur enregistre le spectre en transmission dans le premier ordre.

sur la figure II.2.4, j'utilise le spectre d'une lampe à vapeur de mercure – même figure, tout en bas – qui présente deux raies dans le domaine de longueurs d'onde considéré 546 nm et 578 nm. Sur cette figure sont rassemblées – mêmes échelles en longueur d'onde et en intensité – de haut en bas, les images des spectres auxquelles le bruit de fond a été retiré pour les cas sans coronographe, puis avec un, deux et trois coronographes. Les atténuations correspondantes de l'énergie  $I_r(\lambda)/I_0(\lambda)$  en fonction de la longueur d'onde sont tracées sur le graphique II.2.5. En comparaison, j'ai superposé les atténuations théoriques de l'équation II.2.1. Les longueurs d'onde optimales des trois coronographes étant très proches, le tracé diffère légèrement de celui de la figure II.2.2. Les courbes expérimentale et théorique pour un coronographe seul (noir) sont confondues, ce qui implique que ce coronographe est de très bonne qualité et que les aberrations optiques du banc de test ne sont pas limitantes pour un coronographe seul. Dans le cas de deux (rouge) et trois (bleu) coronographes, les courbes expérimentale et théorique sont très proches sur les bords de l'intervalle de longueurs d'onde mais un seuil est visible à l'approche d'une atténuation de  $10^4$ . Ce seuil peut être dû au bruit de détecteur – faible signal mesuré – mais également aux aberrations optiques du banc. Malgré ce seuil qui limite l'atténuation aux longueurs d'onde optimales, cette expérience démontre que le principe du coronographe à quatre quadrants à

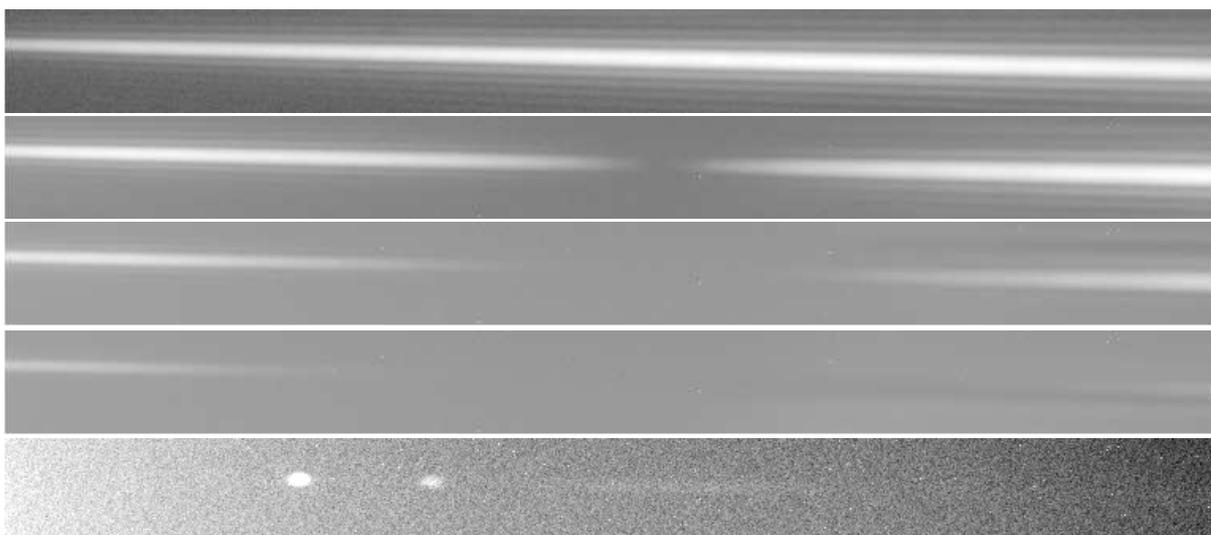


FIG. II.2.4 – Exemple de spectres obtenus, de haut en bas, sans coronographe, puis avec un, deux et trois coronographes. Les échelles de gris sont les mêmes sur les quatre images. Le spectre d'une lampe à vapeur de mercure – deux raies visibles (546 nm et 578 nm) sur le spectre le plus en bas – permet d'étalonner l'axe des longueurs d'onde.

étages multiples fonctionne puisque pour chaque coronographe ajouté l'atténuation est amplifiée sur toute la bande spectrale.

### II.2.2.3 Imagerie

Au cours de la deuxième expérience, le réseau est retiré pour permettre l'acquisition d'images et la mesure du contraste détectable en fonction de la séparation angulaire à la source centrale. Les profils radiaux de l'intensité normalisée au maximum de l'image non coronographiée (Eq. I.2.10) sont tracés sur la figure II.2.6. Les courbes noires correspondent aux images expérimentale (trait plein) et théorique (pointillés) sans coronographe ; les courbes en rouge et en bleu représentent l'énergie résiduelle respectivement après un et trois coronographes. En lumière polychromatique  $R_\lambda = 10,5$  (à droite), l'image après trois coronographes (en bas) est limitée par le bruit de détecteur – le flux de la lampe halogène n'est pas suffisamment puissant – et au-delà de  $3\lambda_0/D$  seul le bruit est visible sur la courbe. Dans le cas monochromatique (diode laser à 640 nm, à gauche), ce sont des tavelures statiques dues aux aberrations optiques du montage qui limitent le contraste détectable grâce au MFQPM.

À partir du test en lumière polychromatique, j'ai conclu qu'il fallait remplacer la lampe halogène, alors source du banc optique, par une source laser à fibre supercontinuum (Fianium), plus puissante. Le test en lumière monochromatique m'a conforté dans l'idée qu'une technique de réduction ou de correction des tavelures était indispensable. Baudoz *et al.* (2008) ont d'ailleurs démontré au cours d'une nouvelle expérience en laboratoire qu'un MFQPM associé à une technique d'imagerie différentielle basique permet de détecter un compagnon de contraste  $6,7 \cdot 10^{-9}$  et séparé de  $4,5\lambda_0/D$  par rapport à la source centrale.

Par cette première campagne d'expériences, réalisées avec des optiques et des masques de phase non optimisés mais disponibles, j'ai démontré que la technique MFQPM permet d'améliorer les performances du coronographe à quatre quadrants monochromatique, principalement en le

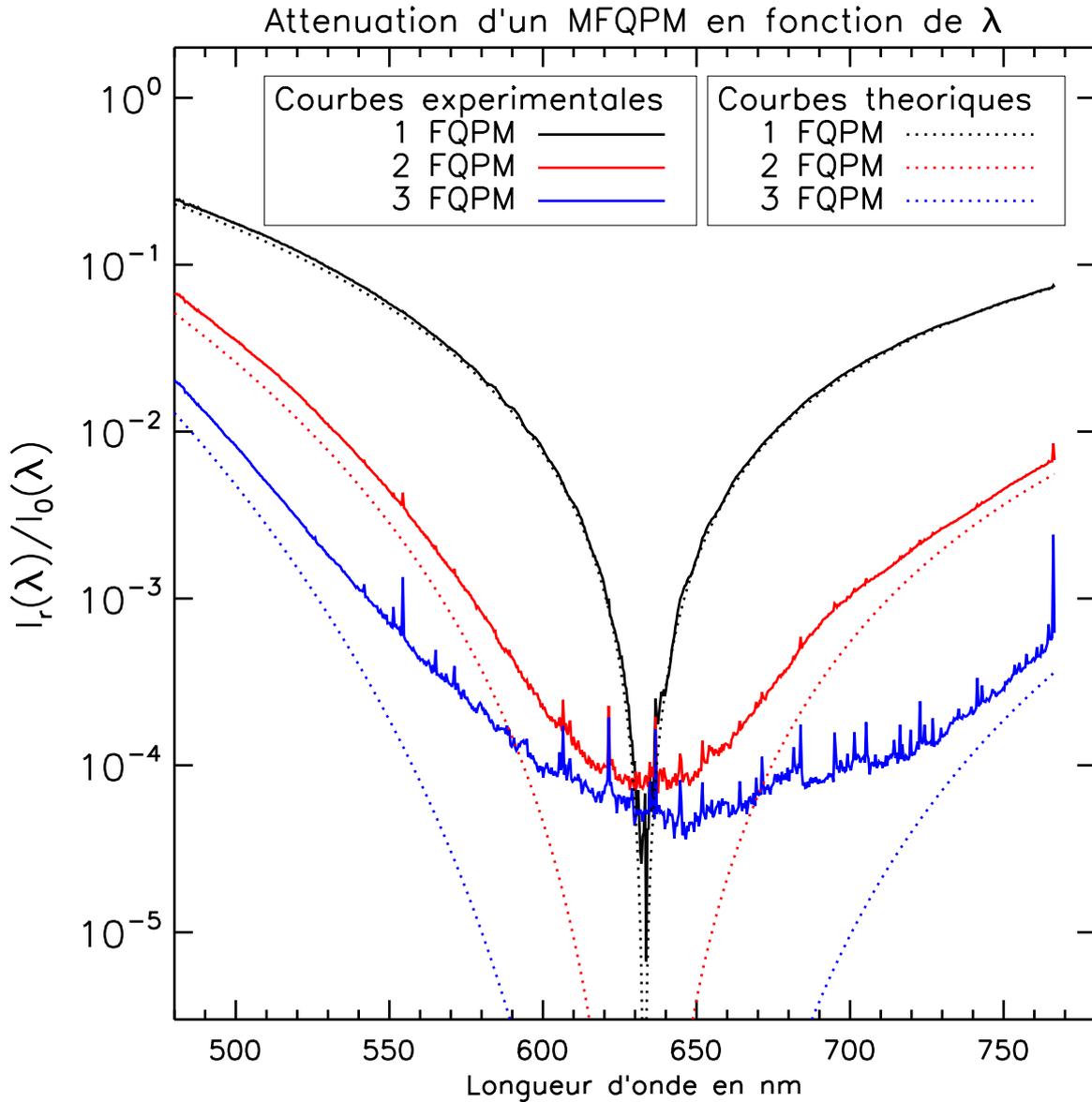


FIG. II.2.5 – Spectres expérimentaux (traits pleins) extraits des images de la figure II.2.4. L'axe des ordonnées représente l'intensité obtenue avec un (noir), deux (rouge), puis trois (bleu) coronographe en série, normalisée à l'intensité sans coronographe. Les courbes théoriques obéissant à l'équation II.2.1 avec des indices constants sont tracées en pointillés.

rendant plus achromatique. Une étude plus approfondie a alors été programmée et un nouveau prototype que je décris très rapidement au paragraphe II.2.3 a été commandé.

### II.2.3 Développements en cours

Devant les résultats encourageants obtenus avec des composants non optimisés, un financement FP7 a été accordé à l'équipe pour étudier plus en avant la technique dans le cadre

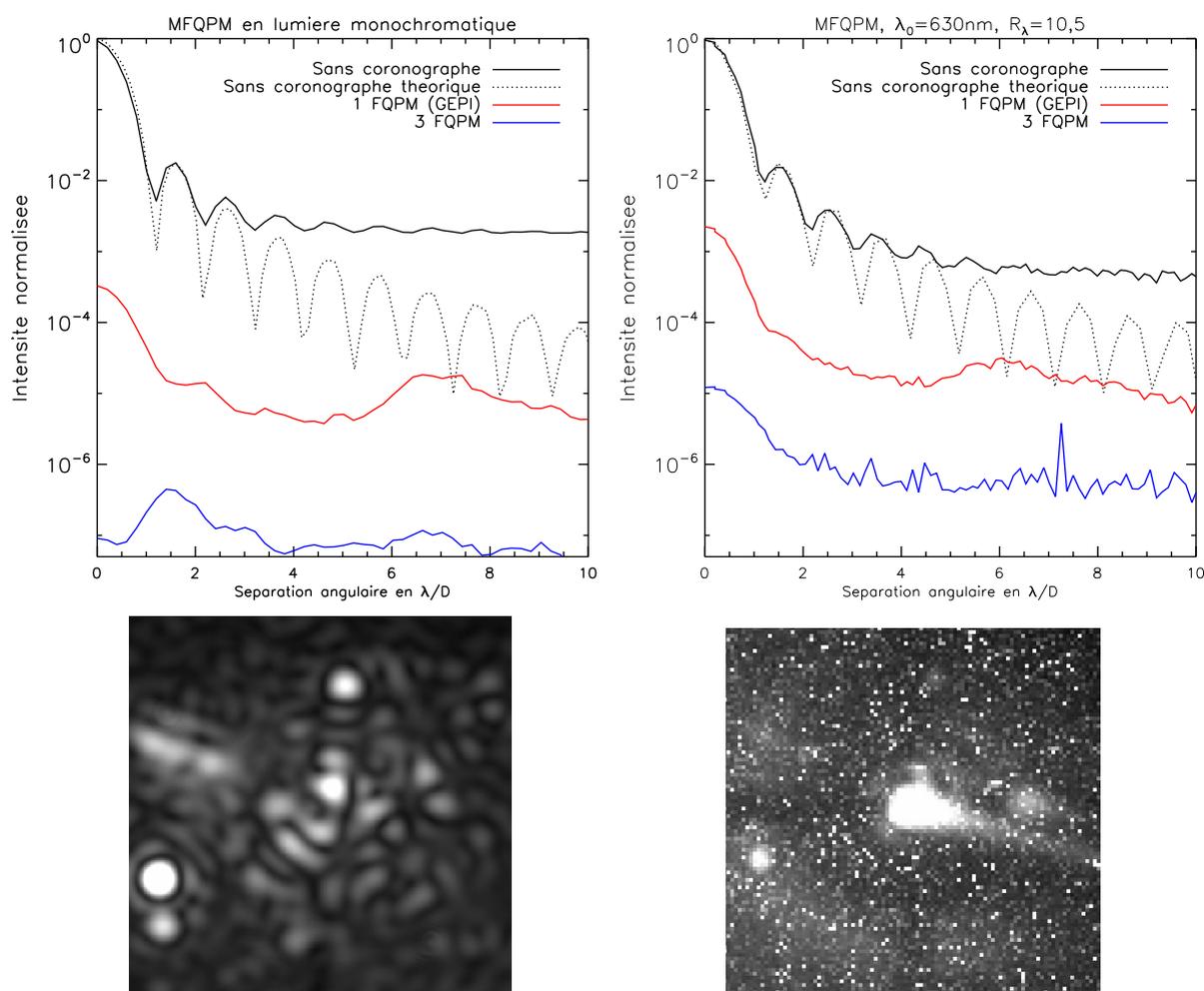


FIG. II.2.6 – Profils radiaux expérimentaux (2007) de l'intensité normalisée sans coronographe (trait plein noir), avec un coronographe FQPM (trait rouge) et avec un coronographe MFQPM à trois étages (trait bleu) dans les cas d'une lumière quasi-monochromatique (diode laser à 640 nm, à gauche) et polychromatique ( $R_\lambda = 10,5$ ; à droite). Le profil de l'image théorique sans coronographe est tracé en pointillés. Les images obtenues après le MFQPM sont fournies dans chacun des cas.

du développement des techniques coronographiques pour l'instrument *Epics* (Vérinaud *et al.*, 2008) du futur *European extremely large telescope* et un post-doc, François Assémat, a été engagé pour travailler sur le sujet. L'objectif est de vérifier les performances en lumière visible d'un MFQPM associant trois coronographes (tableau II.2.2) optimisés pour différentes longueurs d'onde – contrairement à la première expérience où ils étaient tous centrés autour de  $\sim 640$  nm – et attaqué par un faisceau ouvert à  $\sim F/40$ . Cette grande ouverture implique un faisceau de faible diamètre sur le masque coronographique et une faible profondeur de champ. Le masque coronographique et le diaphragme de Lyot doivent donc être positionnés avec une grande précision et des montures mécaniques permettant de tels déplacements avec des pas de  $\sim 40$  nm (figure II.2.7) ont été conçues par les mécaniciens du Lesia. D'autre part, chaque module – composé d'un masque monochromatique (FQPM), de son diaphragme de Lyot et de ses lentilles – peut être translaté selon

Longueur d'onde centrale	$\lambda_0 = 750 \text{ nm}$
Bande spectrale	$R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda = 5 \text{ (150 nm)}$ , tests prévus avec $R_\lambda = 3$
Longueur d'onde optimale du coronographe 1	$\lambda_1 = 690$
Longueur d'onde optimale du coronographe 2	$\lambda_2 = 740$
Longueur d'onde optimale du coronographe 3	$\lambda_3 = 800$

TAB. II.2.2 – Caractéristique du deuxième prototype du MFQPM.

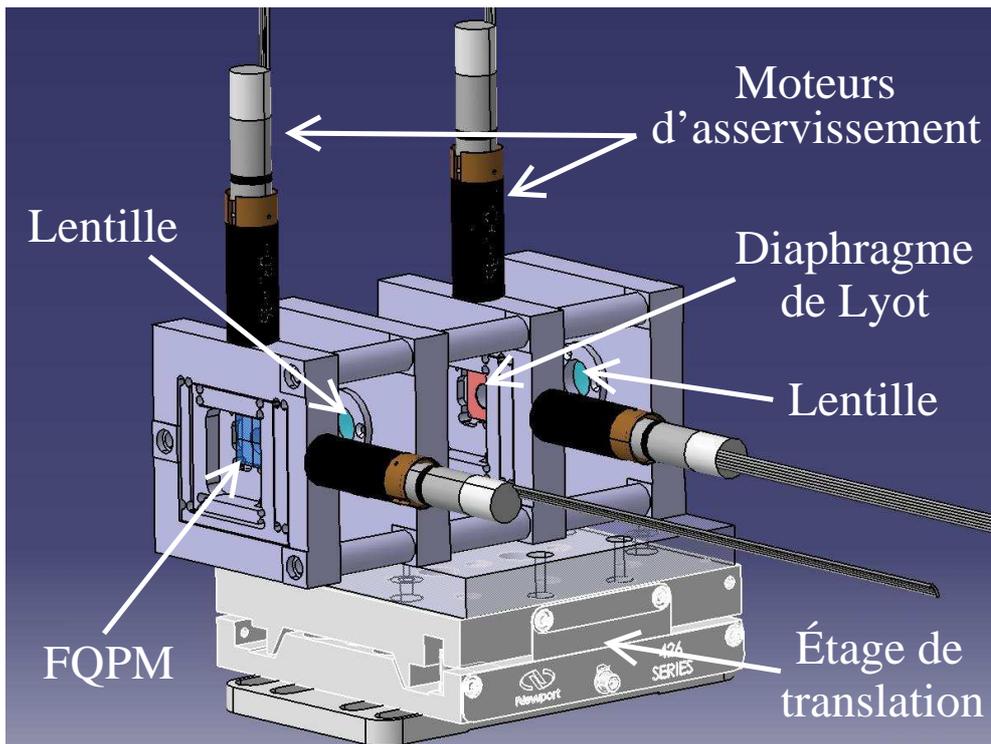


FIG. II.2.7 – Schéma d'une des montures mécaniques du nouveau prototype MFQPM.

l'axe optique par rapport aux autres modules. Le premier module, dont une photographie est fournie en figure II.2.8, a été testé en lumière quasi-monochromatique  $\lambda_0 = 690 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda \simeq 10 \text{ nm}$ . Je trace <sup>30</sup> sur cette même figure l'intensité relative du résidu coronographique par rapport à l'image non coronographiée en fonction de la séparation angulaire en  $\lambda_0/D$ . L'atténuation d'un facteur 1000 correspond à nos attentes – défauts de transition – et la prochaine étape est d'associer plusieurs modules centrés sur différentes longueurs d'onde.

<sup>30</sup> Je remercie François Assémat pour les images obtenues avec le premier module du nouveau MFQPM.

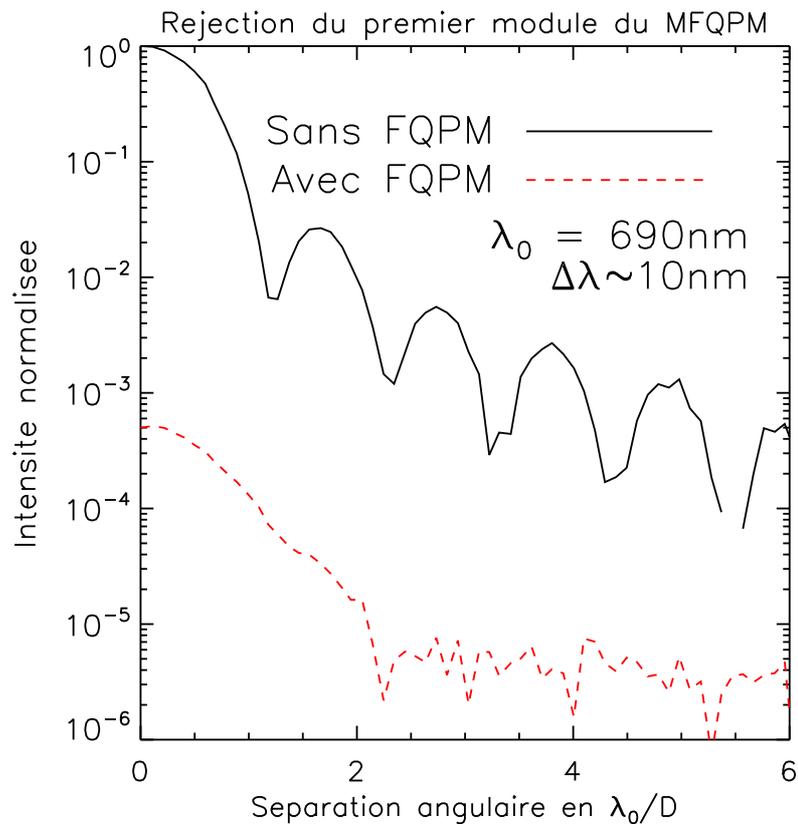
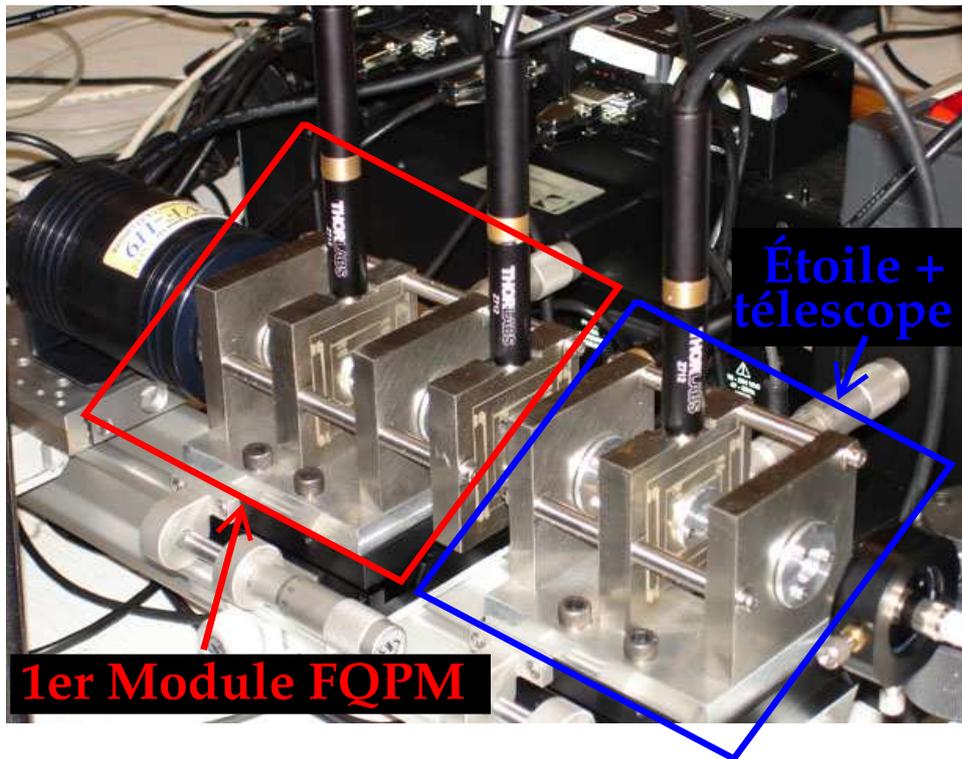


FIG. II.2.8 – Haut : Photographie du banc de test du premier module FQPM du prototype MFQPM. Bas : Profil radial de l'intensité relative du résidu coronagraphique par rapport à l'image non coronagraphiée en fonction de la séparation angulaire en  $\lambda_0/D$ . La lumière est quasi-monochromatique :  $\lambda_0 = 690\text{nm}$  et  $\Delta\lambda \simeq 10\text{nm}$ . Remarque : il s'agit d'un résultat obtenu avec le premier module FQPM et non avec le MFQPM.



## Troisième partie

# Principe de la *self-coherent camera*

*Des idées, tout le monde en a. Souvent les mêmes. Ce qu'il faut, c'est savoir s'en servir.*

Coluche



La *self-coherent camera* (SCC, Baudoz *et al.*, 2006b) appartient à la famille des techniques post-coronographiques dédiées à la réduction du bruit de tavelures quasi-statiques. Comme je l'ai évoqué aux paragraphes I.2.5.2 et I.2.6.4.2, elle possède deux modes de fonctionnement. Dans le premier, elle joue le rôle d'analyseur de surface d'onde pour une correction active ; elle estime les aberrations de phase et d'amplitude en amont du coronographe à partir de l'image scientifique (aucune aberration non commune). Dans le second, elle est utilisée pour déterminer le résidu coronographique stellaire et permettre l'estimation de l'image du compagnon recherché (imagerie différentielle). Dans les deux modes, la technique module spatialement les tavelures (ou *speckles*) stellaires du résidu coronographique en créant des franges d'interférence de type Fizeau dans le plan du détecteur. Un traitement d'image permet alors de remonter aux informations recherchées : aberrations du front d'onde ou image du compagnon. Dans cette partie, je décris précisément comment l'incohérence entre les lumières de l'étoile et de son compagnon est utilisée pour coder les tavelures (chapitre III.1). Puis, au chapitre III.2, je présente les estimateurs de l'image du compagnon (imagerie différentielle) et ceux des aberrations du front d'onde (analyseur de surface d'onde) dans des cas monochromatique, polychromatique, sans bruit, en présence de bruit de photons et en présence ou non d'aberrations dynamiques.



# Chapitre III.1

## Formation d'images, codage des tavelures

### III.1.1 Absence de cohérence entre l'étoile et sa planète

La première étape du codage par la SCC consiste en l'extraction d'une fraction de la lumière collectée par le télescope en utilisant par exemple une séparatrice<sup>31</sup> comme sur le schéma de principe<sup>32</sup> de la figure III.1.1. Cette lumière extraite est filtrée spatialement dans un plan focal

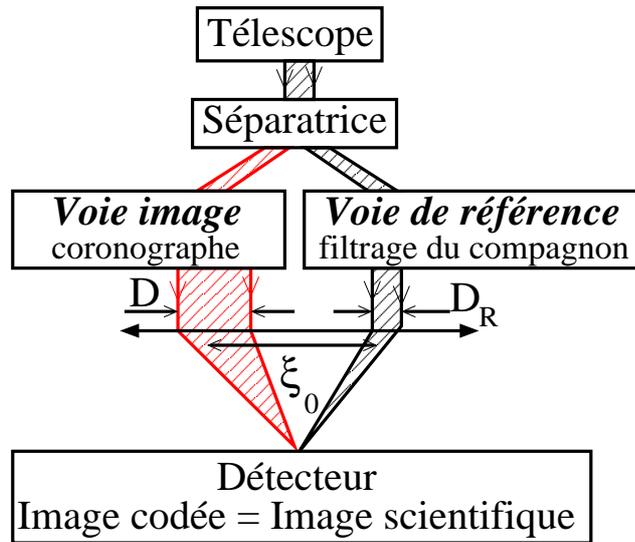


FIG. III.1.1 – Schéma de principe de la self-coherent camera. La lumière issue du télescope est séparée en deux faisceaux. Le premier – à gauche en rouge – traverse un montage coronographique classique. Le deuxième – à droite en noir – est filtré pour être composé uniquement de lumière de l'étoile centrale. Une optique permet de recombinaison des deux faisceaux qui interfèrent sur le détecteur. Les diamètres des pupilles des voies image et de référence sont respectivement notés  $D$  et  $D_R$ ; et leur séparation  $\xi_0 = \|\vec{\xi}_0\|$ .

<sup>31</sup>Je montre au paragraphe V.1.1 que la séparatrice n'est pas indispensable à l'extraction de cette lumière.

<sup>32</sup>Le schéma que je présente dans la partie introductive (figure I.2.13) est celui du premier prototype de la self-coherent camera et n'est pas aussi général que celui de la figure III.1.1.

de la voie de référence – en noir à droite – pour obtenir un faisceau constitué uniquement de lumière issue de l'étoile centrale. Le deuxième faisceau suit un chemin optique classique – la voie image en rouge à gauche – en traversant un coronographe dont l'objectif est d'atténuer au mieux le flux stellaire. La dernière étape du codage par la *self-coherent camera* est la recombinaison des deux faisceaux selon un schéma de type Fizeau ; une optique fait converger les deux faisceaux, séparés d'une distance  $\xi_0 = \|\vec{\xi}_0\|$ , sur un détecteur où ils interfèrent. Plus précisément, la lumière de la voie de référence – issue exclusivement de l'étoile centrale – interfère avec la lumière stellaire de la voie image, mais n'interfère pas avec celle provenant de l'environnement de l'étoile centrale avec laquelle elle n'est pas cohérente. Si l'étoile est résolue par le télescope, la cohérence des faisceaux stellaires des voies image et de référence n'est pas totale. Je ferai l'hypothèse dans toute la suite que l'étoile n'est pas résolue par l'instrument. Les images typiques obtenues à travers chacune des voies de la SCC sont fournies sur la figure III.1.2. Si seule la voie image est éclairée,

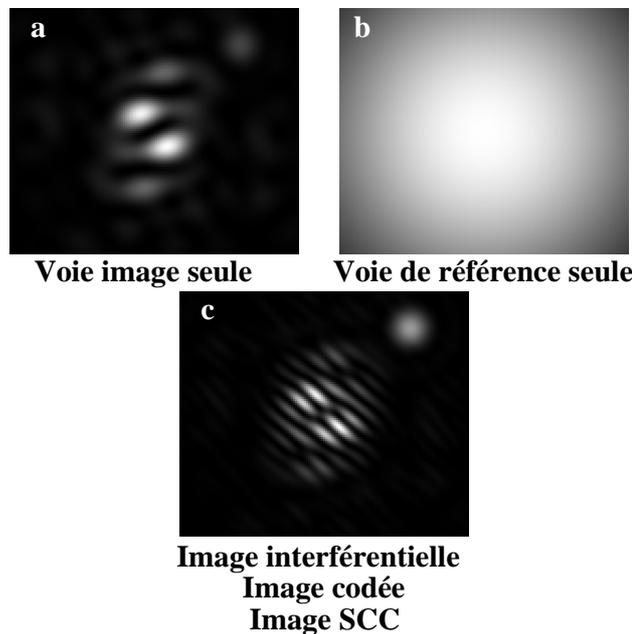


FIG. III.1.2 – (a) Image formée après le coronographe utilisé seul (voie image seule). Les tavelures résiduelles limitent la qualité de l'image. (b) Image obtenue si seule la voie de référence reçoit de la lumière. (c) Image interférentielle, ou codée, ou encore SCC, obtenue quand les deux voies de la self-coherent camera sont éclairées. Les tavelures sont frangées mais le compagnon qui s'en distingue, ce qui n'est pas le cas sur l'image a.

l'image formée sur le détecteur – image a – est constituée de tavelures résiduelles qui limitent la détection de planètes d'intensité faible ; il s'agit du résidu coronographique mis en évidence dans les parties précédentes. Si au contraire seule la voie de référence est éclairée, l'image enregistrée par le détecteur – image b – se rapproche d'une tache d'Airy<sup>33</sup> par suite du filtrage spatial. La largeur à mi-hauteur de cette image est plus grande que la taille caractéristique des tavelures du résidu coronographique parce que le diamètre du diaphragme de Lyot  $D$  de la voie image est plus grand que celui du diaphragme de la voie de référence  $D_R$ . J'expliquerai au paragraphe IV.1.1 quelles raisons m'incitent à faire un tel choix. Enfin, quand les deux voies sont éclairées – mode

<sup>33</sup>La tache d'Airy est l'image diffractée à l'infini par une ouverture circulaire uniformément éclairée.

normal de fonctionnement de la SCC, image c – les tavelures stellaires résiduelles de la voie image sont frangées, c'est-à-dire codées, tandis que l'image d'un éventuel compagnon ne l'est pas. Deux cas sont alors envisageables. Dans le premier, le compagnon est suffisamment brillant pour être visible sur l'image interférentielle – image c de la figure III.1.2 –, la détection est effective et le travail de l'instrumentaliste s'arrête là. Dans le second cas, le flux du compagnon est trop faible, son image est noyée dans les tavelures frangées et n'est pas directement détectée. Mais – et ce *mais* a toute son importance puisqu'il contient la majeure partie de mon travail de thèse – tout espoir de détection n'est pas perdu. Même si l'image du compagnon n'est pas *visible* sur l'image interférentielle, elle est présente et est différenciée des tavelures qui, elles, sont frangées : le résidu coronographique est codé et pour le décoder, un traitement d'image est requis.

### III.1.2 Formation d'images par la SCC en langage mathématique

Dans ce paragraphe, j'introduis la formulation mathématique du codage par la *self-coherent camera* et les notations, résumées dans la table III.1.1, que j'utilise dans le reste du manuscrit.

Lumière	Longueur d'onde	$\lambda$
	Longueur d'onde centrale	$\lambda_0$
	Bande spectrale	$1/R_\lambda = \Delta\lambda/\lambda_0$
Coordonnées	Coordonnées dans les plans pupilles	$\vec{\xi}$
	Vecteur liant les centres des pupilles des voies image et de référence	$\vec{\xi}_0$
	Coordonnées angulaires dans les plans images	$\vec{\alpha}$
	Coordonnées dans le plan d'autocorrélation du détecteur	$\vec{u}$
DM	Nombre d'actionneurs du miroir déformable	$N_{act} \times N_{act}$
Voie image	Diamètre de la pupille de la voie image (diaphragme de Lyot)	$D$
	Pupille ronde de diamètre $D$ et d'intensité uniforme 1 à l'intérieur, 0 à l'extérieur	$P$
	Densité moyenne de photons stellaires dans la pupille du télescope	$\psi_0$
	Aberrations statiques de phase en amont du coronographe	$\phi(\vec{\xi}, \lambda)$
	Aberrations statiques d'amplitude en amont du coronographe	$a(\vec{\xi}, \lambda)$
	Aberrations dynamiques de phase en amont du coronographe	$\phi_{dyn}(\vec{\xi}, \lambda)$
	Fonction de structure des aberrations dynamiques $\phi_{dyn}$	$D_{\phi_{dyn}}(\vec{\xi})$
	Amplitude complexe du compagnon dans le plan pupille en amont et en aval du coronographe	$\psi_{C,\lambda}(\vec{\xi})$
	Amplitude complexe de l'étoile dans le plan pupille en amont du coronographe	$\psi'_{S,\lambda}(\vec{\xi})$
	Amplitude complexe de l'étoile dans le plan pupille en aval du coronographe (voie image)	$\psi_{S,\lambda}(\vec{\xi})$
	Amplitude complexe de l'étoile sur le détecteur en aval du coronographe (voie image)	$A_{S,\lambda}(\vec{\alpha})$
	Amplitude complexe du compagnon sur le détecteur en aval du coronographe (voie image)	$A_{C,\lambda}(\vec{\alpha})$
	Intensité de l'étoile sur le détecteur	

	en aval du coronographe (voie image)	$I_{S,\lambda}(\vec{\alpha})$
	Intensité du compagnon sur le détecteur en aval du coronographe (voie image)	$I_{C,\lambda}(\vec{\alpha})$
Voie de référence	Diamètre de la pupille de la voie de référence	$D_R$
	$D/D_R$	$\gamma$
	Pupille ronde de diamètre $D_R$ et d'intensité uniforme 1 à l'intérieur, 0 à l'extérieur	$P_{D_R}$
	Aberrations statiques non communes de phase (ajoutées uniquement à la voie de référence)	$\phi_{nc}(\vec{\xi}, \lambda)$
	Piston/Différence de marche (ajouté(e) uniquement à la voie de référence)	$p_0$
	Amplitude complexe de l'étoile dans le plan pupille de la voie de référence	$\psi_{R,\lambda}(\vec{\xi})$
	Amplitude complexe de l'étoile sur le détecteur associée à $\psi_{R,\lambda}$	$A_{R,\lambda}(\vec{\alpha})$
	Intensité de l'étoile sur le détecteur associée à $\psi_{R,\lambda}$	$I_{R,\lambda}(\vec{\alpha})$
	Estimée de l'image de référence $I_R$	$\bar{I}_R(\vec{\alpha})$
	Estimée de l'amplitude complexe de référence $A_R$	$\bar{A}_R(\vec{\alpha})$
SCC	Image interférentielle	$I(\vec{\alpha})$
	Image interférentielle bruitée	$I_n(\vec{\alpha})$
	Transformées de Fourier des pics de corrélation de $I$	$I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}), I_{\pm}(\vec{\alpha})$
	Transformées de Fourier bruitées des pics de corrélation de $I_n$	$I_{\text{cent},n}(\vec{\alpha}), I_{\pm,n}(\vec{\alpha})$
	Transformée de Fourier de $P$	$\mathcal{A}_D$
	Facteur chromatique	$F_{R,\lambda}$
	Aberrations statiques de phase estimées par la SCC	$\phi_{\text{est}}$
	Aberrations statiques d'amplitude estimées par la SCC	$a_{\text{est}}$

TAB. III.1.1: Table des notations.

Pour modéliser la SCC, j'utilise la description scalaire de la lumière – voir paragraphe I.2.2.3 – et en supposant que les aberrations sont statiques pendant le temps de pose, l'amplitude complexe dans le plan pupille avant recombinaison et à la longueur d'onde  $\lambda$  s'écrit  $[\psi_{S,\lambda}(\vec{\xi}) + \psi_{C,\lambda}(\vec{\xi})] P(\vec{\xi})$  en aval du coronographe dans la voie image et  $\psi_{R,\lambda}(\vec{\xi}) P_{D_R}(\vec{\xi})$  dans la voie de référence. Comme la pupille de référence est séparée spatialement de  $\vec{\xi}_0$  de la pupille de la voie image, l'amplitude complexe  $\psi_\lambda(\vec{\xi})$  dans le plan pupille de l'optique de recombinaison s'écrit

$$\psi_\lambda(\vec{\xi}) = [\psi_{S,\lambda}(\vec{\xi}) + \psi_{C,\lambda}(\vec{\xi})] P(\vec{\xi}) + [\psi_{R,\lambda} P_{D_R}] * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0), \quad (\text{III.1.1})$$

avec  $*$  le produit de convolution et  $\delta$  la distribution de Dirac. J'en déduis l'amplitude complexe  $A_\lambda(\vec{\alpha})$  à la longueur d'onde  $\lambda$  et à la position angulaire  $\vec{\alpha}$  dans le plan focal de la lentille en utilisant l'approximation de Fraunhofer (paragraphe I.2.2.3) :

$$A_\lambda(\vec{\alpha}) = \frac{1}{\lambda} \iint \psi_\lambda(\vec{\xi}) \exp\left(-\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}}{\lambda}\right) d\vec{\xi}. \quad (\text{III.1.2})$$

D'après les notations de la table III.1.1 (page 86),  $A_\lambda$  peut s'écrire

$$A_\lambda(\vec{\alpha}) = A_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) + A_{R,\lambda}(\vec{\alpha}) \exp\left(-\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) + A_{C,\lambda}(\vec{\alpha}), \quad (\text{III.1.3})$$

et l'intensité lumineuse  $I_\lambda(\vec{\alpha})$  à la position  $\alpha$  sur le détecteur à la longueur d'onde  $\lambda$  est

$$I_\lambda(\vec{\alpha}) = I_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{R,\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{C,\lambda}(\vec{\alpha}) + 2\Re\left(A_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) A_{R,\lambda}^*(\vec{\alpha}) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right)\right), \quad (\text{III.1.4})$$

où  $\Re(\zeta)$  représente la partie réelle de  $\zeta$  et  $I_{i,\lambda} = |A_{i,\lambda}|^2$ . En lumière polychromatique –  $\lambda$  appartenant à  $[\lambda_0 - \lambda_0/(2R_\lambda), \lambda_0 + \lambda_0/(2R_\lambda)]$  – l'intensité lumineuse  $I(\vec{\alpha})$  à la position  $\vec{\alpha}$  sur le détecteur est la somme incohérente des intensités lumineuses  $I_\lambda(\vec{\alpha})$  de chaque longueur d'onde

$$I(\vec{\alpha}) = \int_{R_\lambda} \left[ I_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{R,\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{C,\lambda}(\vec{\alpha}) + 2\Re\left(A_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) A_{R,\lambda}^*(\vec{\alpha}) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right)\right) \right] d\lambda, \quad (\text{III.1.5})$$

où  $A^*$  désigne le complexe conjugué de  $A$  et où je symbolise  $\int_{\lambda_0(1-1/(2R_\lambda))}^{\lambda_0(1+1/(2R_\lambda))}$  par  $\int_{R_\lambda}$  pour alléger les notations. Les trois premiers termes de  $I$  sont les intensités respectives des tavelures – le résidu coronographique de la voie image –, de la voie de référence et du compagnon. Le dernier terme correspond aux interférences entre les lumières stellaires des voies image et de référence. La période des franges – l'interfrange – à la longueur d'onde  $\lambda$  est  $\lambda/\xi_0$ .



## Chapitre III.2

# Les différents estimateurs

Une fois l'image interférentielle – les tavelures frangées – enregistrée sur le détecteur, un traitement d'image est requis pour la décoder ( ou démoduler), c'est-à-dire pour extraire l'information qui nous intéresse. L'objectif est d'obtenir une image directe du compagnon mais deux possibilités s'offrent à nous pour y parvenir :

- **estimation de l'image du compagnon (système passif)**. Nous pouvons extraire l'information du compagnon, non frangé, du bruit induit par les tavelures qui, elles, sont frangées. La SCC, dans ce mode de fonctionnement, entre dans la catégorie des techniques post-coronographiques d'imagerie différentielle ;
- **estimation du front d'onde (système actif)**. Nous pouvons estimer les aberrations du front d'onde en amont du coronographe pour les corriger *via* un miroir déformable et ainsi atténuer l'intensité lumineuse des tavelures. La SCC est alors utilisée comme analyseur de surface d'onde dont la mesure n'est pas entachée d'aberrations différentielles entre la voie d'analyse et la voie d'imagerie – limitation des analyseurs classiques – car les deux voies sont confondues ; les aberrations sont estimées dans le plan image final.

Comme nous le verrons dans la suite, la deuxième alternative est à privilégier parce qu'elle permet d'attaquer le problème du bruit de tavelures à la source en éliminant les aberrations de phase et d'amplitude (parties IV et V), ce qui est plus efficace que d'atténuer *a posteriori* les tavelures enregistrées par le détecteur. Cette estimation de l'image du compagnon – traitement *a posteriori* – reste cependant utile pour atténuer le bruit de tavelures d'un facteur 10, 100, voire 1000 comme je le montre dans au chapitre IV.4.

Dans les deux cas, la première étape du traitement d'image consiste extraire l'information modulée spatialement dans l'image interférentielle. Pour cela, j'applique une transformée de Fourier bidimensionnelle inverse à l'image SCC décrite par l'équation III.1.5 :

$$\mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u}) = \iint I(\vec{\alpha}) \exp(2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{u}) d\vec{\alpha}, \quad (\text{III.2.1})$$

où  $\vec{u}$  est le vecteur des coordonnées dans le plan d'autocorrélation. Je développe cette équation

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u}) = & \int_{R_\lambda} \left[ \mathcal{F}^{-1}[I_{S,\lambda}](\vec{u}) + \mathcal{F}^{-1}[I_{R,\lambda}](\vec{u}) + \mathcal{F}^{-1}[I_{C,\lambda}](\vec{u}) \right. \\ & \left. + \frac{1}{\lambda^2} \psi_{S,\lambda} * \psi_{R,\lambda}^* * \delta \left( \vec{u} + \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) + \frac{1}{\lambda^2} \psi_{S,\lambda}^* * \psi_{R,\lambda} * \delta \left( \vec{u} - \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) \right] d\lambda, \end{aligned} \quad (\text{III.2.2})$$

d'où j'extrais les trois termes  $\mathcal{F}^{-1}[I_{\text{cent}}]$ ,  $\mathcal{F}^{-1}[I_+]$  et  $\mathcal{F}^{-1}[I_-]$  centrés respectivement en  $\vec{u} = \vec{0}$ ,  $\vec{u} \simeq 1/\lambda_0 \vec{\xi}_0$  et  $\vec{u} \simeq -1/\lambda_0 \vec{\xi}_0$  :

$$\begin{cases} \mathcal{F}^{-1}[I_{\text{cent}}](\vec{u}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} \left[ \mathcal{F}^{-1}[I_{\text{S},\lambda}](\vec{u}) + \mathcal{F}^{-1}[I_{\text{R},\lambda}](\vec{u}) + \mathcal{F}^{-1}[I_{\text{C},\lambda}](\vec{u}) \right] d\lambda \\ \mathcal{F}^{-1}[I_+](\vec{u}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \psi_{\text{S},\lambda}^* * \psi_{\text{R},\lambda} * \delta \left( \vec{u} - \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) d\lambda \\ \mathcal{F}^{-1}[I_-](\vec{u}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \psi_{\text{S},\lambda} * \psi_{\text{R},\lambda}^* * \delta \left( \vec{u} + \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) d\lambda \end{cases} \quad (\text{III.2.3})$$

Puisque  $I$  est une fonction réelle, sa transformée de Fourier est hermitienne et, comme nous pouvons le voir sur la figure III.2.1  $\mathcal{F}^{-1}[I_+](\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1}[I_-^*](-\vec{u})$  – parties réelles symétriques et parties imaginaires antisymétriques par rapport au centre du plan d'autocorrélation ( $\vec{u} = \vec{0}$ ). Notez que l'extraction des trois termes précédents sous-entend la séparation des trois pics de corrélation, ou en d'autres termes que la séparation  $\xi_0 = \|\vec{\xi}_0\|$  entre les pupilles des voies image et de référence est plus grande que la somme des largeurs des pics de corrélation :

$$\xi_0 \geq 1,5 D + 0,5 D_{\text{R}} = \frac{D}{2} \left( 3 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{D}{D_{\text{R}}}. \quad (\text{III.2.4})$$

Dans mes simulations et dans la pratique, je prends une marge de sécurité de 10% et la valeur limite inférieure  $\xi_{0 \text{ min}}$  de  $\xi_0$  est :

$$\xi_{0 \text{ min}} = \frac{D}{2} \left( 3 + \frac{1}{\gamma} \right) 1,1. \quad (\text{III.2.5})$$

Dans le plan image de la SCC, la fréquence spatiale la plus grande à échantillonner est  $(2D + D_{\text{R}})/\lambda_0$ . Dans le cas d'une imagerie classique, la fréquence maximale à échantillonner est  $D/\lambda_0$ . L'échantillonnage de l'image SCC doit donc être entre 2 ( $\gamma \rightarrow \infty$ ,  $D_{\text{R}} \rightarrow 0$ ) et 3 ( $\gamma = 1$ ) fois plus fin que celui d'une image classique. En séparant la pupille de référence selon la direction à  $45^\circ$  de la trame des pixels du détecteur (les franges sont inclinées à  $45^\circ$  comme sur la figure III.1.2), ce sur-échantillonnage peut-être diminué d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Il reste supérieur à celui d'une image classique mais il faut noter que la SCC n'utilise qu'une image – l'image interférentielle – contrairement aux autres techniques d'imagerie différentielle (par exemple celles reposant sur la cohérence, Codona & Angel, 2004; Guyon, 2004) qui en utilisent au minimum deux : les photons collectés sont toujours partagés sur autant de pixels.

Si la condition sur  $\xi_0$  (Eq. III.2.5) est vérifiée, je peux appliquer une transformée de Fourier à chacun des pics du système III.2.3 pris séparément :

$$\begin{cases} I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} \left[ I_{\text{S},\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{\text{R},\lambda}(\vec{\alpha}) + I_{\text{C},\lambda}(\vec{\alpha}) \right] d\lambda \\ I_+(\vec{\alpha}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} A_{\text{S},\lambda}^*(\vec{\alpha}) A_{\text{R},\lambda}(\vec{\alpha}) \exp \left( -\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda} \right) d\lambda \\ I_-(\vec{\alpha}) = \int_{\mathbb{R}_\lambda} A_{\text{S},\lambda}(\vec{\alpha}) A_{\text{R},\lambda}^*(\vec{\alpha}) \exp \left( \frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda} \right) d\lambda \end{cases} \quad (\text{III.2.6})$$

De cette forme des équations, je déduis que toute l'information sur le compagnon  $I_{\text{C},\lambda}$  est contenue dans le pic central tandis que les pics latéraux en  $\vec{u} \simeq \pm 1/\lambda_0 \vec{\xi}_0$  comportent uniquement de

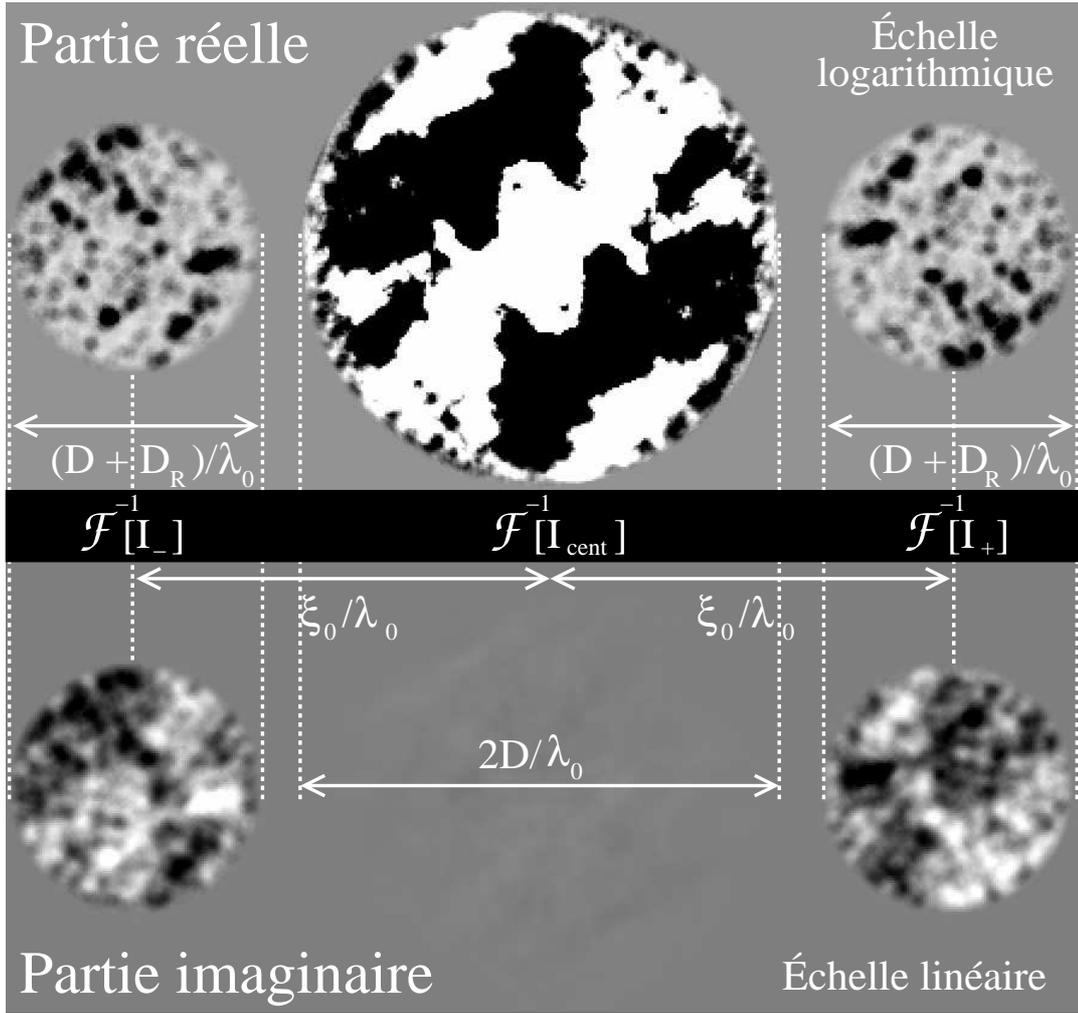


FIG. III.2.1 – Parties réelle (haut) et imaginaire (bas) de la transformée de Fourier de l'image interférentielle. Les échelles de gris sont logarithmique pour la partie réelle et linéaire pour la partie imaginaire. La lumière est ici monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) et aucune aberration d'amplitude n'est prise en compte. Cette dernière hypothèse explique que la partie imaginaire du pic central soit nulle.

l'information sur l'amplitude complexe  $\psi_{S,\lambda}$  ou  $A_{S,\lambda}$  des tavelures. C'est à ce niveau du traitement de l'image SCC que je dois faire un choix entre l'estimation directe de l'image du compagnon – paragraphe III.2.1 – et l'estimation des aberrations du front d'onde – paragraphe III.2.2 – en vue d'une correction active *via* un miroir déformable. Une fois ce choix fait, je dois estimer par ailleurs certains paramètres pour appliquer les estimateurs théoriques (paragraphe III.2.3). Je dois également définir les intensités des voies image  $I_S$  et de référence  $I_R$  pour minimiser l'impact du bruit de photons (paragraphe III.2.4). Enfin, si je travaille en longue pose (cf. paragraphe I.2.4.2 pour la définition), toutes les tavelures ne sont pas statiques et je dois modifier chacun des estimateurs (paragraphe III.2.5).

### III.2.1 Estimateur de l'image d'un compagnon

Dans un cas sans bruit, l'image est décrite par l'équation III.1.5 et les expressions des termes  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  sont fournies par le système d'équations III.2.6. À partir de ces équations, je propose un estimateur de l'image du compagnon dans les cas monochromatique – paragraphe III.2.1.1 – puis polychromatique – paragraphe III.2.1.2.

#### III.2.1.1 En lumière monochromatique

Dans le cas monochromatique –  $R_{\lambda} \rightarrow \infty$  et  $\lambda = \lambda_0$  –, les équations du système III.2.6 se simplifient en

$$\begin{cases} I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) = I_S(\vec{\alpha}) + I_R(\vec{\alpha}) + I_C(\vec{\alpha}) \\ I_+(\vec{\alpha}) = A_S^*(\vec{\alpha}) A_R(\vec{\alpha}) \exp\left(-\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right) \\ I_-(\vec{\alpha}) = A_S(\vec{\alpha}) A_R^*(\vec{\alpha}) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right) \end{cases}, \quad (\text{III.2.7})$$

où j'ai supprimé les  $\lambda_0$  en indice pour alléger les équations. Pour extraire le signal du compagnon  $I_C$  de la première équation, il faut connaître les intensités de la voie de référence  $I_R$  et de la voie image  $I_S$ . Les deux dernières équations permettent d'estimer  $I_S$  par  $I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha}) / I_R(\vec{\alpha})$  et il vient

$$I_C(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - I_R(\vec{\alpha}) - \frac{I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha})}{I_R(\vec{\alpha})}. \quad (\text{III.2.8})$$

Cette équation donne donc le signal du compagnon  $I_C$  en fonction des images extraites –  $I_{\text{cent}}$ ,  $I_-$  et  $I_+$  – de l'image enregistrée  $I$  et de l'image de la voie de référence  $I_R$ . Il est alors indispensable de connaître cette image de référence  $I_R$  pour déterminer l'image du compagnon  $I_C$  et le seul moyen à notre disposition est de l'enregistrer avant ou après avoir enregistré l'image  $I$ . En appelant  $\bar{I}_R$  l'image de référence enregistrée – qui peut ne pas être identique à  $I_R$  si le faisceau ou l'instrument sont soumis à des variations –, l'image estimée  $I_{C\text{est}}$  du compagnon  $I_C$  s'écrit alors :

$$I_{C\text{est}}(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - \bar{I}_R(\vec{\alpha}) - \frac{I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})}. \quad (\text{III.2.9})$$

J'explique comment utiliser cet estimateur et quel procédé me permet de déterminer l'image  $\bar{I}_R$  au paragraphe III.2.3.

#### III.2.1.2 En lumière polychromatique

En lumière polychromatique, le brouillage des franges et la dispersion des tavelures dégradent le codage dans l'image interférentielle et j'explique quelle hypothèse je fais pour estimer l'image du compagnon.

##### III.2.1.2.1 Brouillage des franges

L'interfrange  $\lambda/\xi_0$  est proportionnel à la longueur d'onde (Eq. III.1.4). Si nous considérons deux longueurs d'onde différentes, les systèmes de franges sont superposés au centre  $\vec{\alpha} = \vec{0}$  – frange brillante – et se décalent l'un par rapport à l'autre d'autant plus que la distance au centre est grande, c'est-à-dire quand  $\|\vec{\alpha}\|$  augmente. Si nous considérons non plus deux mais une

infinité de longueurs d'onde, donc une lumière polychromatique, nous retrouvons le phénomène classique de brouillage des interférences de type Fizeau – une frange brillante blanche au centre et un brouillage des franges d'autant plus important que la distance au centre augmente jusqu'à atteindre le blanc d'ordre supérieur – ; la SCC n'est en fait rien d'autre qu'une version améliorée de la fameuse expérience des trous d'Young<sup>34</sup>.

### III.2.1.2.2 Dispersion des tavelures

Supposons un défaut de phase de fréquence spatiale  $f_0$  qui se traduit dans le plan du détecteur par une tavelure à la position  $\vec{\alpha}_0$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Comme la taille caractéristique de la diffraction est  $\lambda/D$  (voir l'équation III.1.2), la tavelure se trouve à la position  $\lambda/\lambda_0 \vec{\alpha}_0$  pour la longueur d'onde  $\lambda$ . Il s'agit de la dispersion des tavelures, phénomène qui se superpose au brouillage des franges d'interférence.

### III.2.1.2.3 Les hypothèses et l'estimateur

Pour que les pics de corrélation soient séparés spatialement,  $\xi_0$  doit être plus grand que  $1,5 D + D_R$  (Eq.III.2.5), ce qui implique un interfrange  $\lambda/\xi_0$  plus petit que les tailles de diffraction  $\lambda/D$  et  $\lambda/D_R$ . Par conséquent, perpendiculairement aux franges, pour une résolution spectrale donnée  $R_\lambda$ , la distance  $\alpha_B$  au centre de l'image ( $\vec{\alpha} = \vec{0}$ ) à partir de laquelle les franges sont brouillées (systèmes de franges décalés d'un demi-interfrange) est plus petite que la distance nécessaire pour disperser les tavelures de  $\lambda_0/(2D)$ . Je fais alors l'hypothèse – vérifiée au paragraphe IV.2.2.2 – que les tavelures sont peu dispersées –  $A_{\{S,R,C\},\lambda} \simeq A_{\{S,R,C\},\lambda_0}$ , ce qui permet de simplifier les équations du système III.2.6 :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) \simeq I_S(\vec{\alpha}) + I_R(\vec{\alpha}) + I_C(\vec{\alpha}) \\ I_+(\vec{\alpha}) \simeq A_S^*(\vec{\alpha}) A_R(\vec{\alpha}) \int_{R_\lambda} \exp\left(-\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda \\ I_-(\vec{\alpha}) \simeq A_S(\vec{\alpha}) A_R^*(\vec{\alpha}) \int_{R_\lambda} \exp\left(\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda \end{array} \right. , \quad (\text{III.2.10})$$

où, une fois encore, j'ai supprimé les indices  $\lambda_0$ . Comme dans le cas monochromatique – paragraphe III.2.1.1 – les deux dernières équations permettent d'estimer le résidu coronographique  $I_S$  de la voie image par  $I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha}) / [I_R(\vec{\alpha}) |F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})|^2]$  avec  $F_{R_\lambda}$  une fonction que j'appelle par la suite le facteur chromatique et dont l'expression est

$$F_{R_\lambda}(\vec{\alpha}) = F_{R_\lambda}^{\text{th}}(\vec{\alpha}) = \int_{R_\lambda} \exp\left(\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda. \quad (\text{III.2.11})$$

En utilisant l'image de référence enregistrée  $\bar{I}_R$  et en injectant l'expression du résidu coronographique dans la première équation du système III.2.10, je trouve l'expression de l'estimateur  $I_{C\text{est}}$  de l'image du compagnon en lumière polychromatique et sans bruit de photons ou de lecture

$$\boxed{I_{C\text{est}}(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - \bar{I}_R(\vec{\alpha}) - \frac{I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha}) |F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})|^2}} \quad (\text{III.2.12})$$

Je me sers de cet estimateur aux chapitres IV.4 et V.3 et j'explique comment l'utiliser et quel procédé me permet de déterminer  $\bar{I}_R$  au paragraphe III.2.3.

<sup>34</sup>Voilà, je l'ai dit. Mais j'ai tenu 92 pages avant de dire que ma thèse se résumait à l'étude des trous d'Young!

### III.2.2 Estimateur des aberrations du front d'onde

Je me concentre désormais sur une autre façon de traiter le problème de la détection d'un compagnon de faible flux. Plutôt que d'extraire son signal du bruit de tavelures, je propose de réduire ce bruit en corrigeant les aberrations du front d'onde qui en sont à l'origine. Autrement dit, j'utilise la *self-coherent camera* comme analyseur de surface d'onde pour estimer les aberrations de phase et d'amplitude en amont du coronographe et les corriger *via* un miroir déformable ; l'image du compagnon est inchangée mais les tavelures sont supprimées. Le schéma de principe de la figure III.1.1 devient alors celui de la figure III.2.2 où un miroir déformable – noté DM par la suite – et une boucle d'asservissement sont ajoutés. Dans ce paragraphe, je détermine

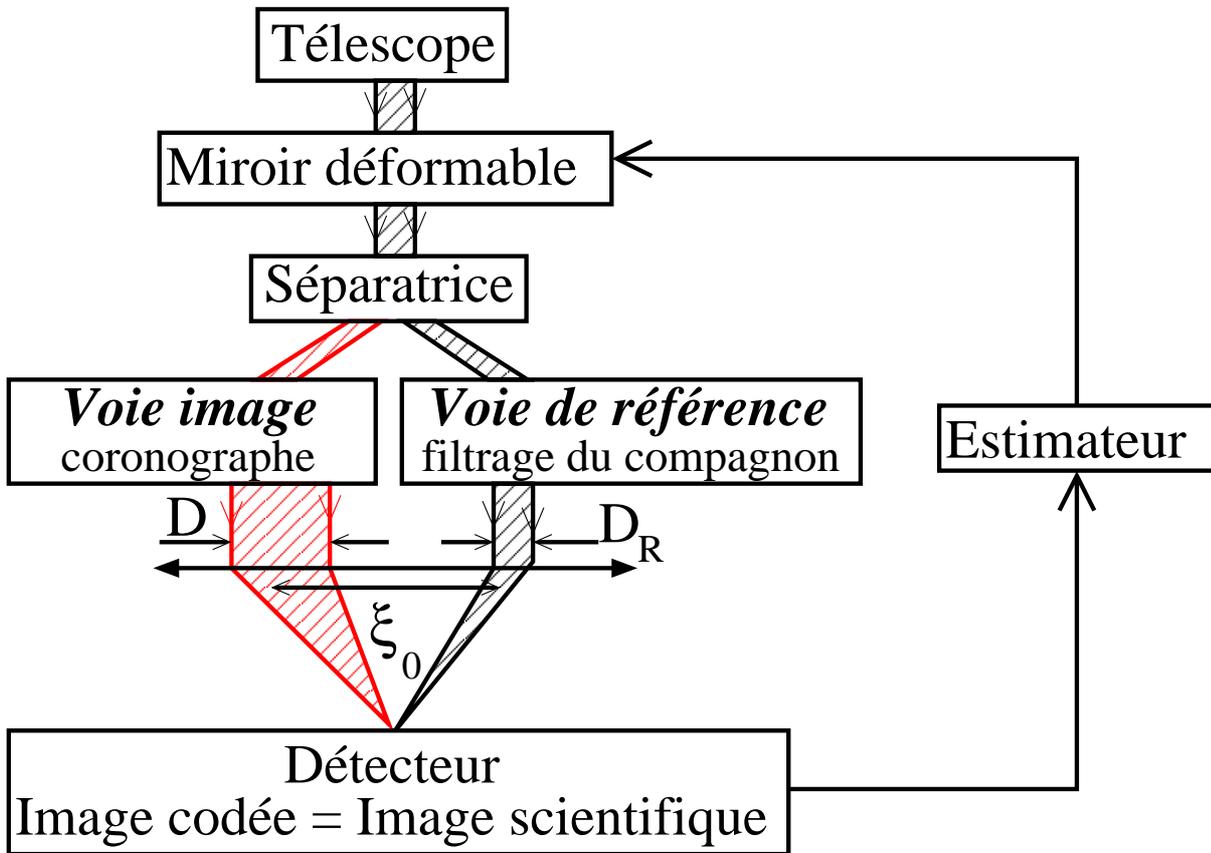


FIG. III.2.2 – Schéma de principe complet de la *self-coherent camera*. La lumière issue du télescope est réfléchi par un miroir déformable et est séparée en deux faisceaux. Le premier – à gauche en rouge – traverse un montage coronographique classique. Le deuxième – à droite en noir – est filtré pour être composé uniquement de photons de l'étoile centrale. Une optique permet de recombiner les deux faisceaux qui interfèrent sur le détecteur. Un traitement informatique extrait les aberrations du front d'onde et commande un miroir déformable qui les corrige. Les diamètres des pupilles des voies image et de référence sont respectivement notés  $D$  et  $D_R$  ; et leur séparation  $\xi_0$ .

l'estimateur des aberrations du front d'onde à appliquer pour pouvoir fermer la boucle de correction. Plus précisément, au paragraphe III.2.2.1, j'exprime l'amplitude complexe  $\psi_S$  du résidu coronographique en aval du coronographe et j'en déduis les aberrations de phase  $\phi$  et d'ampli-

tude  $a$  en amont d'un coronographe parfait et d'un coronographe de type Lyot respectivement aux paragraphes III.2.2.2 et III.2.2.3.

### III.2.2.1 Amplitude complexe en aval du coronographe

J'ai montré dans l'introduction de ce chapitre que les pics latéraux  $I_{\pm}$  dans le plan d'auto-corrélation de l'image interférentielle contiennent l'information sur l'amplitude complexe  $A_S$  des tavelures résiduelles. Ainsi, pour estimer les aberrations du front d'onde qui créent ces tavelures, il n'est nul besoin du pic central  $I_{\text{cent}}$ . D'après le système d'équations III.2.6, si la séparation entre les pupilles des voies image et de référence est suffisante (Eq. III.2.5), en lumière polychromatique

$$\begin{cases} I_+(\vec{\alpha}) = \int_{R_\lambda} A_{S,\lambda}^*(\vec{\alpha}) A_{R,\lambda}(\vec{\alpha}) \exp\left(-\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda \\ I_-(\vec{\alpha}) = \int_{R_\lambda} A_{S,\lambda}(\vec{\alpha}) A_{R,\lambda}^*(\vec{\alpha}) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda \end{cases} \quad (\text{III.2.13})$$

De ces équations, ou, plus précisément, à partir d'une de ces équations – elles sont conjuguées l'une de l'autre –, il est possible d'estimer l'amplitude complexe  $A_S$  du champ de tavelures dans le plan focal du détecteur. En reprenant l'hypothèse selon laquelle la dispersion des tavelures est moins *rapide* que le brouillage des franges – paragraphe III.2.1.2.3 –, l'expression de  $I_-$  devient

$$I_-(\vec{\alpha}) \simeq A_S(\vec{\alpha}) A_R^*(\vec{\alpha}) F_{R_\lambda}(\vec{\alpha}), \quad (\text{III.2.14})$$

où  $F_{R_\lambda}$  est le facteur chromatique défini à l'équation III.2.11. L'estimée  $\overline{A}_S$  de l'amplitude complexe  $A_S$  du champ de tavelures sur le détecteur s'écrit alors

$$\overline{A}_S(\vec{\alpha}) = \frac{I_-(\vec{\alpha})}{A_R^*(\vec{\alpha}) F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})}, \quad (\text{III.2.15})$$

et, en appliquant une transformée de Fourier inverse, j'obtiens l'estimée  $\overline{\psi}_S$  de l'amplitude complexe  $\psi_S$  du résidu coronographique dans la pupille de la voie image en aval du coronographe

$$\overline{\psi}_S(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{A_R^*(\vec{\alpha}) F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})} \right] (\vec{u}). \quad (\text{III.2.16})$$

La dernière étape pour accéder aux aberrations du front d'onde en amont du coronographe requiert la modélisation de ce coronographe et j'utilise les modèles décrits aux paragraphes I.2.2.3 et I.2.2.4 pour déterminer les estimateurs des aberrations du front d'onde dans les cas d'un coronographe parfait et d'un coronographe de type Lyot, c'est-à-dire possédant un diaphragme de Lyot.

### III.2.2.2 Cas d'un coronographe parfait

Pour un coronographe parfait et de petites aberrations, l'amplitude  $\psi_S$  en aval du coronographe s'écrit, au premier ordre,  $\psi_S(\vec{\xi}) \simeq \psi_0 \left( a(\vec{\xi}) + i\phi(\vec{\xi}) \right)$  (Eq. I.2.8) et en comparant avec l'équation III.2.16, il vient

$$\boxed{a_{\text{est}}(\vec{u}) + i\phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A}_R^*(\vec{\alpha}) F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})} \right] (\vec{u})} \quad (\text{III.2.17})$$

où l'indice « est » démarque les grandeurs estimées,  $a_{\text{est}}$  et  $\phi_{\text{est}}$ , des grandeurs réelles,  $a$  et  $\phi$ . Comme pour l'estimateur du compagnon – paragraphe III.2.1.1 –, l'amplitude complexe  $A_{\text{R}}$  doit être enregistrée ou estimée avant ou après avoir enregistré l'image  $I$  et je note  $\overline{A}_{\text{R}}$  cette estimation. J'explique au paragraphe III.2.3 quelle méthode que j'emploie pour la déterminer. Je précise également dans ce paragraphe comment utiliser l'estimateur dont je décris les performances dans la partie IV.

### III.2.2.3 Cas d'un coronographe de type Lyot

Dans le cas d'un coronographe de type Lyot, l'amplitude complexe  $\psi_{\text{S}}$  dans le plan du diaphragme de Lyot s'écrit  $\psi_{\text{S}} = (\psi'_{\text{S}} * \mathcal{F}^{-1}[M]) L$  (Eq.I.2.5) où  $M$  représente la fonction du masque coronographique – amplitude ou phase –,  $L$  le diaphragme de Lyot – masque binaire en amplitude – et  $\psi'_{\text{S}}$  l'amplitude complexe dans le plan pupille en amont du coronographe. En inversant le problème et en utilisant l'estimée de  $\psi_{\text{S}}$  fournie par l'équation III.2.16, j'obtiens l'estimateur

$$\psi'_{\text{S}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{A_{\text{R}}^*(\vec{\alpha}) F_{\text{R}\lambda}(\vec{\alpha})} \left( \frac{1}{M} \right)_0(\vec{\alpha}) \right] (\vec{u}), \quad (\text{III.2.18})$$

où  $(1/M)_0(\vec{\alpha})$  est l'inverse de la fonction du masque  $M(\vec{\alpha})$  quand celle-ci n'est pas nulle et est égale à zéro ailleurs. Cela signifie que les fréquences spatiales qui sont filtrées par le masque coronographique – l'énergie correspondante est absorbée par le masque – ne peuvent pas être estimées en aval du coronographe, ce qui est inévitable. Enfin, si les aberrations sont faibles et en introduisant l'amplitude complexe estimée  $\overline{A}_{\text{R}}$  – voir paragraphe III.2.3 –, je trouve au premier ordre non nul

$$a_{\text{est}}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A}_{\text{R}}^*(\vec{\alpha}) F_{\text{R}\lambda}(\vec{\alpha})} \left( \frac{1}{M} \right)_0(\vec{\alpha}) \right] (\vec{u}) - P(\vec{u}) \quad (\text{III.2.19})$$

Je consacre la partie V à l'étude de cet estimateur et j'en propose une amélioration au paragraphe V.1.3.

### III.2.3 Comment utiliser les estimateurs

Les estimateurs des aberrations du front d'onde (Eq. III.2.17 et III.2.19) ou de l'image d'un compagnon (Eq. III.2.12) font intervenir plusieurs grandeurs :

- $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  sont les grandeurs mesurées issues de la transformée de Fourier de l'image interférentielle (Eq. III.2.10).
- $F_{\text{R}\lambda}(\alpha)$  est le facteur chromatique dont l'équation III.2.11 fournit l'expression théorique. Je l'optimise au paragraphe IV.2.2.1.
- $\psi_0$  est la densité moyenne de photons stellaires dans la pupille du télescope en amont du coronographe. Il s'agit d'une constante estimée par étalonnage du télescope dans un cas spatial ou par mesure simultanée dans un télescope terrestre<sup>35</sup>. Une erreur raisonnable sur ce flux modifie le gain de la mesure mais ne gêne pas l'estimation par itération.

Enfin,  $\overline{A}_{\text{R}}$  et  $\overline{I}_{\text{R}}$  sont respectivement l'amplitude complexe et l'intensité estimées de l'image de référence dans le plan du détecteur. Mais dans la pratique, comment déterminer l'amplitude complexe  $\overline{A}_{\text{R}}$ ? Nous pouvons imaginer que nous la mesurons, voie image fermée, par diversité

<sup>35</sup>Dans un télescope terrestre, une estimation du flux stellaire peut par exemple se faire dans la voie d'analyse de surface d'onde de l'optique adaptative.

de phase – ou équivalent – avant d’enregistrer l’image interférentielle. Cette solution n’est pas évidente à mettre en œuvre – développement d’un algorithme, très bonne connaissance du miroir déformable – et, comme je le montre au paragraphe IV.1.2,  $A_R$  est peu sensible aux aberrations optiques. J’opte alors pour une autre solution tout aussi réaliste et plus simple. Je propose d’enregistrer, voie image fermée, une image  $I_R$  afin de déterminer le flux et le diamètre de la tache de diffraction de la voie de référence. Ensuite, je pose que l’amplitude  $\overline{A}_R$  est l’amplitude complexe associée à la diffraction par une pupille  $P_{D_R}$ , calculée numériquement et dont le flux et le diamètre sont ajustés à partir de l’image enregistrée. Cette approximation est d’autant plus valable que le diamètre de la pupille de référence  $D_R$  est petit devant celui de la pupille de la voie image  $D$  ( $\gamma$  grand) comme je le montre au chapitre IV.1.

De la même manière, dans les estimateurs de l’image du compagnon, j’approche l’image  $\overline{I}_R$  par la tache d’Airy associée à la pupille  $P_{D_R}$ .

Un dernier point concernant  $\overline{A}_R$  et  $\overline{I}_R$  est la gestion de leur zéros. Dans les estimateurs, ces grandeurs se trouvent au dénominateur. Pour éviter les problèmes de division par zéro, je calcule – numériquement – l’image  $1/\overline{I}_R$  et je lui applique un filtre sigma qui identifie les pixels dont la valeur est très différente de celle de leurs voisins<sup>36</sup>. La valeurs de ces pixels est alors remplacée par la valeur moyenne des pixels voisins.

Notez que j’utilise dans ce manuscrit les estimateurs *bruts* tels que je les ai définis dans les équations III.2.12, III.2.17 et III.2.19. Une idée pour améliorer leur précision serait de développer un algorithme minimisant la différence entre le modèle théorique et les données enregistrées issues de l’image interférentielle (maximum de vraisemblance). La deuxième étape serait par exemple de prendre en compte la non-uniformité du bruit de photons dans l’image interférentielle. Enfin, des régularisations sur les valeurs extrêmes de la phase, sur la forme et la positivité de l’image du compagnon, sur la variation du contraste des franges d’interférence sur le détecteur (chromatisme et forme de l’image de référence) permettraient certainement d’améliorer encore les estimateurs. Ce travail, que je n’ai malheureusement pas eu le temps d’effectuer, pourrait se baser entre autres sur les résultats de Mugnier *et al.* (2008).

## III.2.4 Impact des bruits de photons et de lecture

Dans la pratique, l’image interférentielle est soumise aux bruits de photons et de lecture et je détermine dans ce paragraphe l’impact de ces bruits sur les estimateurs présentés dans les paragraphes précédents. Je néglige le bruit thermique.

### III.2.4.1 Propagation des bruits à travers l’algorithme

Pour cela, j’établis l’expression des bruits sur les images extraites  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  en étudiant la propagation pas à pas des bruits de photons et de lecture. J’appelle  $I_n(\vec{\alpha})$  l’image interférentielle bruitée :

$$I_n(\vec{\alpha}) = I(\vec{\alpha}) + \epsilon(\vec{\alpha}), \quad (\text{III.2.20})$$

---

<sup>36</sup>J’utilise la routine *sigma filter* de la bibliothèque ASTRON du logiciel *Interactive Data Language* (IDL) avec une fenêtre de 20 pixels et un écart-type de 3.

où  $I$  est l'image interférentielle non bruitée donnée par l'équation III.1.5 et  $\epsilon$  est le bruit <sup>37</sup>

$$E[\epsilon(\vec{\alpha})] = 0 \quad \text{et} \quad E[\epsilon(\vec{\alpha}_1) \epsilon^*(\vec{\alpha}_2)] = \begin{cases} I(\vec{\alpha}_1) \delta(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_2) & \text{avec bruit de photons} \\ \sigma_{\text{RON}}^2 \delta(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_2) & \text{avec bruit de lecture} \end{cases}, \quad (\text{III.2.21})$$

où  $E$  désigne l'espérance mathématique de la distribution. Je fais l'hypothèse d'un bruit de lecture de distribution gaussienne et uniforme dont la variance  $\sigma_{\text{RON}}^2$  ne dépend pas de la position  $\vec{\alpha}$  sur le détecteur. Le bruit de photons est lui régi par une distribution de Poisson et je suppose qu'il n'est pas corrélé spatialement, c'est-à-dire que « le tirage aléatoire sur chaque pixel du détecteur est indépendant des pixels voisins ».

La première étape de l'algorithme donnant accès à  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  consiste à appliquer une transformée de Fourier inverse à  $I_n$  (équation III.2.3) et je note  $\nu(\vec{u})$  le bruit sur cette transformée de Fourier :

$$\mathcal{F}^{-1}[I_n](\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u}) + \nu(\vec{u}). \quad (\text{III.2.22})$$

Par linéarité de la transformée de Fourier, la moyenne de  $\nu$  est nulle et dans le cas monochromatique –  $\lambda = \lambda_0$  –, sa covariance s'écrit

$$E[\nu(\vec{u}_1) \nu^*(\vec{u}_2)] = \iiint E[\epsilon(\vec{\alpha}_1) \epsilon(\vec{\alpha}_2)] \exp[2i\pi(\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{u}_1 - \vec{\alpha}_2 \cdot \vec{u}_2)] d\vec{\alpha}_1 d\vec{\alpha}_2. \quad (\text{III.2.23})$$

En simplifiant cette dernière équation en utilisant le résultat de l'équation III.2.21, j'obtiens

$$E[\nu(\vec{u})] = 0 \quad \text{et} \quad E[\nu(\vec{u}_1) \nu^*(\vec{u}_2)] = \begin{cases} \mathcal{F}^{-1}[I](\vec{u}_1 - \vec{u}_2) & \text{avec bruit de photons} \\ \sigma_{\text{RON}}^2 \delta(\vec{u}_1 - \vec{u}_2) & \text{avec bruit de lecture} \end{cases}, \quad (\text{III.2.24})$$

qui montre que la covariance spatiale de la transformée de Fourier d'un bruit de lecture se réduit à sa variance alors que celle d'un bruit de photons non.

La deuxième étape de l'algorithme est l'application d'une transformée de Fourier sur chacun des pics de corrélation isolé des autres. Pour séparer les pics les uns des autres, j'utilise des masques binaires circulaires de diamètre  $2D$  pour le pic central et  $D + D_{\text{R}} \simeq D$  – voir le paragraphe IV.1.1 pour l'approximation – pour les pics latéraux. Le masque pour les pics latéraux correspond donc à la fonction  $P$  qui détermine la forme de la pupille du télescope. Les calculs étant similaires pour les pics latéraux et le pic central <sup>38</sup>, je ne développe que le calcul concernant le pic  $I_-$  dont je note  $I_{-,n}$  la version bruitée :

$$I_{-,n}(\vec{\alpha}) = I_-(\vec{\alpha}) + \epsilon_-(\vec{\alpha}), \quad (\text{III.2.25})$$

où  $\epsilon_-$  est le bruit que je cherche à caractériser. Une fois encore, par linéarité de la transformée de Fourier, la moyenne de  $\epsilon_-$  est nulle. Puis, cette même linéarité implique

$$E[\epsilon_-(\vec{\alpha}_1) \epsilon_-^*(\vec{\alpha}_2)] = \iiint E[\nu(\vec{u}_1) \nu^*(\vec{u}_2)] P(\vec{u}_1) P(\vec{u}_2) \exp[2i\pi(\vec{\alpha}_2 \cdot \vec{u}_2 - \vec{\alpha}_1 \cdot \vec{u}_1)] d\vec{u}_1 d\vec{u}_2. \quad (\text{III.2.26})$$

Dans le cas d'un bruit de lecture, en utilisant la covariance de  $\nu$  (Eq. III.2.24), je trouve

$$E[\epsilon_-(\vec{\alpha}_1) \epsilon_-^*(\vec{\alpha}_2)] = \sigma_{\text{RON}}^2 \mathcal{A}_D(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_2), \quad (\text{III.2.27})$$

<sup>37</sup>Dans l'équation III.2.20 et par la suite, j'utilise le signe « + » par abus de langage. En toute rigueur, il faudrait introduire une autre notation car le bruit  $\epsilon(\vec{\alpha})$  dépend de  $I(\vec{\alpha})$ .

<sup>38</sup>Seule la taille des masques change.

où je note  $\mathcal{A}_D$  la transformée de Fourier de  $P$ . Dans le cas d'un bruit de photons, j'obtiens

$$E[\epsilon_-(\vec{\alpha}_1) \epsilon_-^*(\vec{\alpha}_2)] = \iiint \iiint I(\vec{\alpha}_3) P(\vec{u}_1) P(\vec{u}_2) \exp[-2i\pi(\vec{u}_2 \cdot (\vec{\alpha}_3 - \vec{\alpha}_2) + \vec{u}_1 \cdot (\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_3))] d\vec{u}_1 d\vec{u}_2 d\vec{\alpha}_3, \quad (\text{III.2.28})$$

qui se simplifie en

$$E[\epsilon_-(\vec{\alpha}_1) \epsilon_-^*(\vec{\alpha}_2)] = \iint I(\vec{\alpha}) \mathcal{A}_D(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}) \mathcal{A}_D(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_2) d\vec{\alpha}. \quad (\text{III.2.29})$$

Finalement, les bruits  $\epsilon_{\pm}$  et  $\epsilon_{\text{cent}}$  des images  $I_{\pm,n}$  et  $I_{\text{cent},n}$  sont décrits par

$E[\epsilon_i(\vec{\alpha})] = 0$ $E[\epsilon_i(\vec{\alpha}_1) \epsilon_i^*(\vec{\alpha}_2)] = \begin{cases} \iint I(\vec{\alpha}) \mathcal{A}_{D_i}(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}) \mathcal{A}_{D_i}(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_2) d\vec{\alpha} & \text{bruit de photons} \\ \sigma_{\text{RON}}^2 \mathcal{A}_{D_i}(\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_2) & \text{bruit de lecture} \end{cases}$	(III.2.30)
--	------------

où l'indice  $i$  appartient à  $\{+, -, \text{cent}\}$ ,  $D_{\pm}$  valent  $D$  et  $D_{\text{cent}}$  est égal à  $2D$  – les diamètres des masques binaires utilisés pour sélectionner les différents pics de corrélation. D'après cette dernière équation, les covariances des bruits sur  $I_{\pm}$  et  $I_{\text{cent}}$  ne se réduisent pas à la variance ni pour le bruit de photons ni pour le bruit de lecture à cause de la convolution par la transformée de Fourier  $\mathcal{A}_{D_i}$  du masque.

### III.2.4.2 Aberrations du front d'onde, condition sur le flux de référence

L'objectif de la *self-coherent camera* utilisée en analyseur de surface d'onde est d'estimer les aberrations de phase et d'amplitude à partir de l'image finale en plan focal. L'observable à déterminer est alors l'amplitude complexe  $A_S$  du résidu coronographique stellaire dans ce plan focal. Son estimée bruitée  $A_{S,n}$  s'écrit en lumière monochromatique (cf. Eq. III.2.7)

$$A_{S,n} = \frac{I_{-,n} \exp\left(\frac{-2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right)}{\bar{A}_R^*}, \quad (\text{III.2.31})$$

avec  $I_{-,n}$  la transformée de Fourier d'un des deux pics latéraux de la corrélation de l'image interférentielle bruitée  $I_n$  (Eq. III.1.5) et  $\exp\left(2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0 / \lambda_0\right)$  le terme qui traduit le centrage en  $\vec{u} = -\vec{\xi}_0$  de ce pic latéral. En supposant l'amplitude complexe de référence  $\bar{A}_R^*$  non bruitée et constante sur le champ de tavelures – donc  $\gamma = D/D_R$  très grand, voir le paragraphe IV.1.1 –, la variance du bruit sur la mesure de  $A_{S,n}$  s'écrit

$$\text{Var}[A_{S,n}(\vec{\alpha})] \simeq \frac{\text{Var}[I_{-,n}(\vec{\alpha})]}{\bar{I}_R}, \quad (\text{III.2.32})$$

où  $\bar{I}_R = |\bar{A}_R|^2$  est l'image enregistrée – ou estimée – de la voie de référence (paragraphe III.2.3). Dans le cas d'un bruit de photons<sup>39</sup>, l'équation III.2.30 qui exprime la variance de  $I_{-,n}$  s'écrit

$$\text{Var}[I_{-,n}(\vec{\alpha})] \simeq (I_S + I_R) * |\mathcal{A}_D|^2(\vec{\alpha}), \quad (\text{III.2.33})$$

<sup>39</sup>De nombreux détecteurs permettent de vérifier l'hypothèse d'un bruit de lecture négligeable.

où  $\mathcal{A}_D$  est la transformée de Fourier du masque binaire permettant de sélectionner le pic latéral de la transformée de Fourier de l'image interférentielle. À ce niveau du calcul, il faut se souvenir que l'image interférentielle SCC est enregistrée par un détecteur – donc, numérisée sur un nombre fini de pixels – et traitée informatiquement : des transformées de Fourier rapides sont utilisées à la place des transformées Fourier. La largeur du pic de l'amplitude  $\mathcal{A}_D$  est alors de l'ordre de  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}}$  pixels et je fais l'hypothèse que la convolution par  $|\mathcal{A}_D|^2$  – tache d'Airy – correspond au premier ordre à moyenner le bruit sur  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2$  pixels :

$$\text{Var}[I_{-,n}(\vec{\alpha})] \simeq \frac{I_S(\vec{\alpha}) + I_R}{(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2}. \quad (\text{III.2.34})$$

Pour que le rapport signal à bruit de la mesure de l'amplitude complexe  $A_{S,n}$  (Eq. III.2.31) du champ de tavelures résiduelles soit supérieur à une certaine valeur que j'appelle  $\eta$ , il faut

$$\left| \frac{I_{-}(\vec{\alpha})}{A_R^*} \right| \sqrt{\frac{\bar{I}_R}{I_S(\vec{\alpha}) + I_R}} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}} \geq \eta. \quad (\text{III.2.35})$$

Puis, en remplaçant  $|I_{-}|$  par le produit  $|A_S A_R^*| = \sqrt{I_S I_R}$  (voir l'équation III.2.7)

$$\sqrt{\frac{I_S(\vec{\alpha}) I_R}{I_S(\vec{\alpha}) + I_R}} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}} \geq \eta. \quad (\text{III.2.36})$$

Si une des deux intensités dominant dans le plan focal – le résidu coronographique ( $I_S \gg I_R$ ) ou l'image de référence ( $I_R \gg I_S$ ) –, l'inégalité précédente se réécrit

$$\sqrt{\min[I_S(\vec{\alpha}), I_R]} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}} \geq \eta, \quad (\text{III.2.37})$$

où  $\min[I_S(\vec{\alpha}), I_R]$  désigne le minimum entre  $I_S(\vec{\alpha})$  et  $I_R$ . Pour mesurer avec précision l'amplitude complexe  $A_S$  du résidu coronographique – et par là, les aberrations à corriger –, il est alors possible *a priori* de travailler avec une image interférentielle dominée soit par l'image de référence  $I_R$ , soit par le résidu coronographique  $I_S$ . Dans la pratique, avant correction, l'image est dominée par le résidu coronographique (cf. paragraphe V.1.2.2.2) et je déduis de l'équation III.2.37 une intensité minimum  $I_{R,\min}$  de l'image de référence  $I_R$  pour que le rapport signal à bruit de la mesure soit supérieure à  $\eta$  :

$$\boxed{I_R \geq \frac{\eta^2}{(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2} \geq I_{R,\min} \quad \text{si } I_S \gg I_R} \quad (\text{III.2.38})$$

Comme je le montre plus loin, quelques itérations sont nécessaire pour corriger les aberrations du front d'onde et je peux supposer que le flux de la référence devient dominant ( $I_R \gg I_S$ ) au cours de la correction. Dans ce cas, le rapport signal à bruit de l'équation III.2.37 est fixé par l'intensité du résidu coronographique et il est possible que les aberrations soient très bien estimées et corrigées. L'inconvénient majeur de ce cas de figure est que l'image obtenue est dominée par le bruit de photons de la référence et pour pouvoir détecter le compagnon recherché, il est indispensable au moins à la dernière itération d'atténuer l'intensité lumineuse de la référence  $I_R$  (voir le paragraphe III.2.4.3.2 pour savoir pourquoi il faut atténuer et le paragraphe IV.1.3.2.2 pour savoir comment je propose de le faire).

Pour que les franges d'interférence soient suffisamment échantillonnées, l'interfrange  $\lambda_0/\xi_0$  doit correspondre au minimum à  $\sim 3$  pixels, ce qui implique  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}} \simeq 5$  d'après l'équation III.2.5 qui fixe la séparation minimum  $\xi_{0,\text{min}}$  en fonction du diamètre de la pupille. Puis, en considérant que le résidu coronographique domine ( $I_R \ll I_S$ , ce qui est très souvent le cas) et en imposant un rapport signal à bruit classique  $\eta = 5$ , je trouve

$$I_R \geq I_{R,\text{min}} \simeq 1. \quad (\text{III.2.39})$$

Étant données les approximations que j'ai faites, 1 n'est pas la valeur à retenir. Cependant, cette équation exprime le fait que, **quelle que soit l'intensité  $I_S$  grande devant 1 photon par pixel ( $I_S \gg 1$ ), pour estimer les aberrations du front d'onde avec un rapport signal à bruit supérieur à quelques unités, il suffit que l'intensité  $\bar{I}_R$  de la voie de référence soit supérieure à quelques photons par pixel dans le plan image.**

### III.2.4.3 Impact sur l'estimateur du compagnon

#### III.2.4.3.1 Biais

L'estimateur monochromatique du compagnon  $I_{C\text{est}}$  (Eq. III.2.9)

$$I_{C\text{est}}(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - \bar{I}_R(\vec{\alpha}) - \frac{I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})}, \quad (\text{III.2.40})$$

fait intervenir les trois termes  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  et même, le produit  $I_- I_+$ . En appelant  $I_{C\text{est},n}$ ,  $I_{\text{cent},n}$  et  $I_{\pm,n}$  les versions bruitées respectivement de  $I_{C\text{est}}$ ,  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$ , je trouve en lumière monochromatique

$$\text{E}[I_{C\text{est},n}(\vec{\alpha})] = \text{E}[I_{\text{cent},n}(\vec{\alpha})] - \bar{I}_R(\vec{\alpha}) - \text{E}\left[\frac{I_{-,n}(\vec{\alpha}) I_{+,n}(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})}\right]. \quad (\text{III.2.41})$$

Comme précédemment, je suppose que l'image de référence varie très lentement sur le champ de tavelures et j'utilise le fait que  $I_{-,n}$  et  $I_{+,n}$  sont conjugués pour écrire que  $\text{E}[I_{-,n}(\vec{\alpha}) I_{+,n}(\vec{\alpha})] = \text{Var}[I_{-,n}(\vec{\alpha})]$ . Puis en remplaçant la variance de  $I_{-,n}$  par son expression (Eq. III.2.30) et me souvenant que la moyenne du bruit sur  $I_{\text{cent},n}$  est nulle, je trouve

$$\text{E}[I_{C\text{est},n}(\vec{\alpha})] = I_{C\text{est}}(\vec{\alpha}) - \begin{cases} \frac{[I * |\mathcal{A}_D|^2](\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})} & \text{avec bruit de photons} \\ \frac{\sigma_{\text{RON}}^2 \mathcal{A}_D(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})} & \text{avec bruit de lecture} \end{cases}. \quad (\text{III.2.42})$$

L'estimateur du compagnon est biaisé. Comme  $I$ ,  $\mathcal{A}_D$  et  $\bar{I}_R$  sont connus, je peux *a priori* retirer le biais et obtenir un estimateur corrigé du biais.

#### III.2.4.3.2 Variance et condition sur les intensités

Pour déterminer l'impact du bruit de photons<sup>40</sup> sur la variance de l'estimateur de l'image du compagnon  $I_{C\text{est},n}$  (Eq. III.2.40), je suppose que l'image de référence enregistrée  $\bar{I}_R$  n'est pas

<sup>40</sup>Le bruit de lecture peut être très faible dans les longueurs d'onde du visible et je le néglige.

bruitée et que les bruits sur  $I_{\text{cent},n}$  et  $|I_{-,n}|^2$  sont décorrélés<sup>41</sup>. Je trouve alors

$$\text{Var}[I_{\text{C est},n}] = \text{Var}[I_{\text{cent},n}] + \frac{\text{Var}[|I_{-,n}|^2]}{\bar{I}_{\text{R}}^2}. \quad (\text{III.2.43})$$

D'autre part, je prends en compte le fait que l'image interférentielle  $I$  est enregistrée sur un nombre fini de pixels et que les transformées de Fourier que j'applique pendant le traitement d'image sont des transformées de Fourier rapides. Dans l'équation III.2.30 (variance des bruits), la convolution par l'image numérique  $|\mathcal{A}_{D_i}|^2$  (tache de largeur  $(\lambda_0/D_i)_{\text{pix}}$  pixels) équivaut alors au premier ordre à moyennner le bruit sur  $(\lambda_0/D_i)_{\text{pix}}^2$  pixels. J'en déduis

$$\text{Var}[I_{\text{cent},n}(\vec{\alpha})] \simeq I(\vec{\alpha}) \left( \frac{2D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2, \quad (\text{III.2.44})$$

et

$$\text{Var}[I_{-,n}(\vec{\alpha})] \simeq I(\vec{\alpha}) \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2. \quad (\text{III.2.45})$$

Puis, je suppose qu'au premier ordre le bruit sur  $I_{-,n}$  suit une distribution de Poisson et je réduis sa covariance<sup>42</sup> à sa variance  $\text{Var}[I_{-,n}]$  (Eq. III.2.45). En utilisant l'expression du moment réduit d'ordre 4 d'un bruit poissonien<sup>43</sup>, j'obtiens

$$\text{Var}[|I_{-,n}(\vec{\alpha})|^2] \simeq I(\vec{\alpha}) \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 + 3I^2(\vec{\alpha}) \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^4. \quad (\text{III.2.46})$$

En injectant les expressions des équations III.2.44 et III.2.46 dans l'équation III.2.43, je trouve l'expression du bruit sur l'estimateur de l'image du compagnon

$$\boxed{\text{Var}[I_{\text{C est},n}(\vec{\alpha})] \simeq I(\vec{\alpha}) \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 \left( 4 + \frac{1}{\bar{I}_{\text{R}}^2} + \frac{3I(\vec{\alpha})}{\bar{I}_{\text{R}}^2} \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 \right)} \quad (\text{III.2.47})$$

J'insiste qu'il s'agit d'une approximation assez grossière et non rigoureuse. Par exemple, les bruits sur  $I_{\text{cent},n}$  et  $I_{-,n}$  sont corrélés et la covariance de  $I_{-,n}$  ne se réduit pas à sa variance. Mais cette expression du bruit sur  $I_{\text{C est},n}$  approche correctement le bruit simulé (voir le paragraphe IV.4.2.1.2) et rend compte de plusieurs comportements auxquels je m'attends et que je liste ci-dessous.

### Faibles flux

À faibles flux ( $I_{\text{C}} \ll I_{\text{S}} \simeq I_{\text{R}} \ll 1$  photon par pixel<sup>44</sup>), l'équation III.2.47 se réduit à

$$\text{Var}[I_{\text{C est},n}(\vec{\alpha})] \simeq \frac{2}{\bar{I}_{\text{R}}} \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2, \quad (\text{III.2.48})$$

<sup>41</sup> Ils sont corrélés en toute rigueur.

<sup>42</sup> Cette hypothèse est raisonnable si  $|\mathcal{A}_{D_i}|^2$  est une fonction piquée (cf. la convolution dans l'équation III.2.30).

<sup>43</sup> Le moment réduit d'ordre 4 d'un bruit poissonien de moyenne  $I$  s'écrit  $I + 3I^2$ .

<sup>44</sup>  $I_{\text{C}} \ll I_{\text{S}}$  parce que si l'intensité du compagnon est plus grande que celle du résidu coronographique, la SCC ne présente aucun intérêt (le compagnon est détecté).

et le rapport signal à bruit  $\beta$  pour la détection du compagnon  $I_C$  s'écrit

$$\beta \simeq I_C(\vec{\alpha}) \sqrt{\frac{\bar{I}_R}{2}} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}} \lesssim 1, \quad (\text{III.2.49})$$

et n'est pas favorable. Il n'y a rien d'étonnant puisque très peu de photons du compagnon sont collectés. Dans ces conditions, aucune technique ne saurait extraire l'information sur le compagnon.

#### L'image de référence domine

Si l'image de référence domine l'image interférentielle ( $I_C \ll I_S \lesssim 1 \ll I_R$ ), la variance sur l'estimateur du compagnon est dominée par le bruit de photons de l'image de référence, ce que je retrouve en simplifiant l'équation III.2.47 :

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}(\vec{\alpha})] \simeq 4 I_R \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 \propto I_R. \quad (\text{III.2.50})$$

Ce régime n'est pas intéressant car le bruit de photons de l'image de référence  $I_R$  est beaucoup plus important que le bruit de tavelures qui limite l'image coronographique.

#### Le résidu coronographique domine

Au contraire, si le résidu coronographique n'est pas faible et domine l'image de référence ( $I_R \ll I_S$ ,  $1 \ll I_S$  et  $I_C \ll I_S$ ), alors le bruit sur l'estimateur du compagnon s'écrit

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}(\vec{\alpha})] \simeq \frac{3 I_S^2(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R^2} \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^4. \quad (\text{III.2.51})$$

Si  $I_R \simeq 1$ , le bruit de tavelures (de variance  $I_S^2$ ) n'est pas atténué. Si  $I_R < 1$ , il est amplifié – comportement attendu car  $I_R$  intervient au dénominateur de l'estimateur de l'image du compagnon. Ces deux régimes sont à éviter parce que l'objectif de la SCC est de réduire ce bruit de tavelures. Si enfin  $I_R \gtrsim 1$ , le bruit de tavelures est atténué et la *self-coherent camera* joue son rôle. Le rapport signal à bruit  $\beta$  pour la détection du compagnon  $I_C$  s'écrit alors

$$\beta \simeq I_C(\vec{\alpha}) \frac{\bar{I}_R}{\sqrt{3} I_S(\vec{\alpha})} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}}^2. \quad (\text{III.2.52})$$

Ce régime de fonctionnement n'est cependant pas optimal comme je le montre ci-dessous.

#### Résidu coronographique et image de référence de même intensité

Dans le dernier cas de figure, le résidu coronographique et l'image de référence ont des intensités équivalentes (1 photon par pixel  $\ll I_R \simeq I_S$ ) et l'expression du bruit sur l'estimateur du compagnon devient

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}(\vec{\alpha})] \simeq 8 I_S(\vec{\alpha}) \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 \propto I_S(\vec{\alpha}). \quad (\text{III.2.53})$$

Le bruit de tavelures est supprimé et le bruit sur l'estimateur est proportionnel au bruit de photons de l'image interférentielle (de variance  $I_S + I_R \simeq 2 I_S$ ). Pour que les franges d'interférence soient correctement échantillonnées ( $\sim 3$  pixels par interfrange),  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}}$  égale  $\sim 5$  pixels (Eq. III.2.5) et

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}(\vec{\alpha})] \simeq \frac{2 I_S(\vec{\alpha})}{6}. \quad (\text{III.2.54})$$

Le facteur multiplicatif  $\sim 1/6$  est inférieur à 1 parce que le bruit est moyenné par les masques binaires utilisés pour sélectionner les pics de corrélation de l'image interférentielle. Finalement, le rapport signal à bruit  $\beta$  de la détection du compagnon s'écrit

$$\beta \simeq \frac{3 I_C(\vec{\alpha})}{I_S(\vec{\alpha})}. \quad (\text{III.2.55})$$

**En conclusion, pour optimiser l'estimation de l'image d'un compagnon faite par l'équation III.2.40, les flux du résidu coronographique et de l'image de référence doivent être du même ordre de grandeur et grands devant 1 photon par pixel.**

### III.2.5 Estimateurs en longue pose

Dans le cas d'un télescope terrestre, les tavelures résiduelles après optique adaptative et dont le temps de cohérence  $t_{c1}$  est beaucoup plus petit que le temps de pose  $T$ , ne peuvent pas être codés par la *self-coherent camera* car les franges d'interférence qui les modulent sont brouillées. Ils créent un halo diffus dans l'image interférentielle enregistrée par la SCC, halo qui n'a plus l'aspect granulaire du bruit de tavelures issues d'aberrations statiques mais dont la structure est définie par la fonction de structure  $D_\phi(\vec{\xi})$  de l'optique adaptative. Finalement, le halo crée du bruit de photons dont l'impact est atténué en augmentant le nombre de photons collectés (temps de pose ou diamètre du télescope). Si la SCC ne permet pas de traiter ce bruit de photons, elle permet en revanche d'estimer les aberrations quasi-statiques – résidu de l'optique adaptative (évolution lente des aberrations, Macintosh *et al.*, 2008, et aberrations différentielles entre voies d'imagerie et d'analyse) et aberrations du télescope – dont le champ de tavelures est figé et frangé, donc codé. Dans ce paragraphe, j'établis l'expression des estimateurs de ces aberrations (paragraphe III.2.5.1) et de l'image du compagnon (paragraphe III.2.5.2) sous ces conditions d'observations terrestres. Je n'ai malheureusement pas eu le temps d'approfondir mes recherches sur ce sujet et les résultats que je présente dans ce paragraphe et au chapitre IV.3 devront être complétés dans les prochaines études.

J'utilise l'hypothèse d'une longue pose (paragraphe I.2.4.2) et je note  $\phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}, t)$  les aberrations du front d'onde rapides du résidu fourni par l'optique adaptative et  $\phi(\vec{\xi})$  les aberrations statiques. Pour alléger les équations, j'intègre les aberrations d'amplitude dans les expressions de  $\phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}, t)$  et  $\phi(\vec{\xi})$  qui sont alors des nombres complexes. À un instant  $t$ , l'amplitude complexe du champ électrique de l'étoile dans le plan pupille en aval du coronographe parfait s'écrit (Eq. I.2.7)

$$\psi_{S,\lambda}(\vec{\xi}, t) = P(\vec{\xi}) \frac{\psi_0}{\sqrt{T}} \left( \exp [i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}, t) + i \phi(\vec{\xi})] - \frac{\iint P(\vec{\xi}') \exp [i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}', t) + i \phi(\vec{\xi}')] d\vec{\xi}'}{\iint P(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'} \right), \quad (\text{III.2.56})$$

où  $P$  définit la forme de la pupille du télescope et  $|\psi_0|^2$  est la densité moyenne de photons – nombre de photons par unité de surface – reçus de l'étoile pendant le temps de pose  $T$ . Pour un temps de pose  $T$  et en supposant que la référence est suffisamment stable pour être considérée comme statique<sup>45</sup>, l'intensité lumineuse  $I_T$  intégrée sur le détecteur de la SCC est donnée par

---

<sup>45</sup>Cette hypothèse semble raisonnable au regard du chapitre IV.1 et du paragraphe V.1.2. Mêmes si ceux-ci traitent le cas d'aberrations statiques, ils mettent en évidence une stabilité temporelle qui permet de considérer  $A_R$  indépendante du temps.

l'intégrale de l'équation trouvée pour des aberrations statiques (Eq. III.1.5) :

$$I_T(\vec{\alpha}) = \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \left| \iint [\psi_{S,\lambda}(\vec{\xi},t) + \psi_{C,\lambda}(\vec{\xi},t) + \psi_R * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0)] \exp \left[ -\frac{2i\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}}{\lambda} \right] d\vec{\xi} \right|^2 d\lambda dt, \quad (\text{III.2.57})$$

où  $\int_{R_\lambda}$  est utilisée à la place de  $\int_{\lambda_0(1-1/(2R_\lambda))}^{\lambda_0(1+1/(2R_\lambda))}$ . En appliquant les premières étapes du traitement SCC (système III.2.3) à cette image interférentielle, j'obtiens les expressions des pics de corrélation dont sont issus les estimateurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}^{-1}[I_{\text{cent},T}](\vec{u}) = \int_0^T \int_{R_\lambda} \left[ \mathcal{F}^{-1}[I_{S,\lambda}](\vec{u},t) + \mathcal{F}^{-1}[I_{R,\lambda}](\vec{u}) + \mathcal{F}^{-1}[I_{C,\lambda}](\vec{u},t) \right] d\lambda dt \\ \mathcal{F}^{-1}[I_{+,T}](\vec{u}) = \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \psi_{S,\lambda}^*(t) * \psi_{R,\lambda} * \delta \left( \vec{u} - \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) d\lambda dt \\ \mathcal{F}^{-1}[I_{-,T}](\vec{u}) = \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \psi_{S,\lambda}(t) * \psi_{R,\lambda}^* * \delta \left( \vec{u} + \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 \right) d\lambda dt \end{array} \right. \quad (\text{III.2.58})$$

### III.2.5.1 Les aberrations du front d'onde

L'estimateur des aberrations du front d'onde est extrait d'un des pics latéraux. Je considère par exemple  $\mathcal{F}^{-1}[I_{-,T}]$  que je réécris en utilisant la linéarité des intégrales

$$\mathcal{F}^{-1}[I_{-,T}](\vec{u}) = \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \iint \left[ \int_0^T \psi_{S,\lambda}(\vec{u}',t) dt \right] \psi_{R,\lambda}^* \left( \vec{u} + \frac{1}{\lambda} \vec{\xi}_0 - \vec{u}' \right) d\vec{u}' d\lambda. \quad (\text{III.2.59})$$

D'après l'expression de  $\psi_{S,\lambda}(\vec{u}',t)$  (Eq. III.2.56), l'intégrale temporelle se développe comme suit :

$$\int_0^T \psi_{S,\lambda}(\vec{u}',t) dt = P(\vec{u}') \frac{\psi_0}{\sqrt{T}} \left( \exp[i\phi(\vec{u}')] \int_0^T \exp[i\phi_{\text{dyn}}(\vec{u}',t)] dt - \frac{\iint P(\vec{\xi}') \int_0^T \exp[i\phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}',t)] dt \exp[i\phi(\vec{\xi}')] d\vec{\xi}'}{\iint P(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'} \right). \quad (\text{III.2.60})$$

Et, en utilisant l'hypothèse des aberrations dynamiques pour  $\phi_{\text{dyn}}$

$$\int_0^T \exp[i\phi_{\text{dyn}}(\vec{u}',t)] dt \simeq T \text{E} \left[ \exp(i\phi_{\text{dyn}}(\vec{u}',t)) \right] = T \exp \left( -\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2} \right), \quad (\text{III.2.61})$$

où  $\sigma_{\text{dyn}}$  est l'écart-type des aberrations dynamiques. Je trouve alors

$$\int_0^T \psi_{S,\lambda}(\vec{u}',t) dt = \exp \left( -\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2} \right) \psi_0 \sqrt{T} P(\vec{u}') \left( \exp[i\phi(\vec{u}')] - \frac{\iint P(\vec{\xi}') \exp[i\phi(\vec{\xi}')] d\vec{\xi}'}{\iint P(\vec{\xi}') d\vec{\xi}'} \right). \quad (\text{III.2.62})$$

En injectant cette expression dans l'équation III.2.59, je trouve finalement que le pic de corrélation  $\mathcal{F}^{-1}[I_{-,T}]$  pour une longue pose s'écrit exactement comme le pic de corrélation pour des aberrations statiques avec un défaut de phase  $\phi$  (système III.2.3) au facteur multiplicatif  $\exp[-\sigma_{\text{dyn}}^2/2]$  près<sup>46</sup>. Je déduis de ce constat et des estimateurs d'aberrations statiques (Eq. III.2.17 et III.2.19), l'estimateur des aberrations statiques en longue pose en présence d'aberrations dynamiques de variance  $\sigma_{\text{dyn}}^2$  pour un coronographe parfait au premier et au deuxième ordre.

### III.2.5.1.1 Au premier ordre

Au premier ordre, je trouve dans le cas d'un coronographe parfait (Eq. III.2.17)

$$\boxed{a_{\text{est}}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1}\left[\frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R},\lambda}(\vec{\alpha})}\right](\vec{u})} \quad (\text{III.2.63})$$

L'amplitude complexe  $\overline{A^*_{\text{R}}}$  correspond à un temps de pose  $T$ .

### III.2.5.1.2 Au deuxième ordre

Au deuxième ordre, l'amplitude en aval du coronographe parfait est donnée par l'équation I.2.9. En associant cette expression avec les équations III.2.59 et III.2.62, je trouve

$$\underbrace{a(\vec{u}) + \frac{a^2(\vec{u}) - \phi^2(\vec{u})}{2} - \frac{\text{E}[a^2] - \text{E}[\phi^2]}{2}}_{\text{partie réelle}} + i \underbrace{\phi(\vec{u}) (1 + a(\vec{u}))}_{\text{partie imaginaire}} = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1}\left[\frac{I_-}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}} F_{\text{R},\lambda}}\right](u), \quad (\text{III.2.64})$$

avec E la moyenne statistique. Dans la pratique, je n'utilise cette équation que pour améliorer l'estimation produite par l'approximation au premier ordre si les aberrations ne sont pas *très faibles*. Dans ce cas, j'utilise l'équation III.2.63 pour déterminer les aberrations  $a_{\text{est},0}$  et  $\phi_{\text{est},0}$  au premier ordre. J'ajoute ensuite le terme correctif dépendant de la phase  $\phi$ <sup>47</sup> à l'estimée des aberrations d'amplitude, puis le terme correctif aux aberrations de phase :

$$\boxed{\begin{cases} a_{\text{est},0}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est},0}(\vec{u}) = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1}\left[\frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R},\lambda}(\vec{\alpha})}\right](\vec{u}) \\ a_{\text{est}}(\vec{u}) = a_{\text{est},0}(\vec{u}) + \frac{\phi_{\text{est},0}^2(\vec{u}) - \text{E}[\phi_{\text{est},0}^2]}{2} \\ \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \phi_{\text{est},0}(\vec{u}) (1 - a_{\text{est}}(\vec{u})) \end{cases}} \quad (\text{III.2.65})$$

Je n'utilise cet estimateur qu'au paragraphe IV.3.2 où j'étudie la mesure du front d'onde par la SCC dans le cas d'un télescope terrestre dont le faisceau est soumis à des aberrations très fortes d'amplitude ( $\simeq 10\%$ ). Dans les autres cas, je borne l'estimateur au premier ordre non nul car les aberrations d'amplitude prennent des valeurs plus réalistes ( $\simeq 1\%$ ).

<sup>46</sup>Le facteur  $\sqrt{T}$  se simplifie avec celui de l'amplitude de référence.

<sup>47</sup>J'ai essayé en vain de corriger le terme dépendant des aberrations d'amplitude et me contente du terme dépendant des aberrations de phase. Ceci explique que j'oublie le terme  $(a^2(u) - \text{E}[a^2])/2$  dans l'équation III.2.65.

Dans les deux cas (Eq. III.2.63 et III.2.65), les aberrations atmosphériques – résidu de l’optique adaptative – atténuée la mesure des aberrations quasi-statiques faite par la *self-coherent camera* d’un facteur  $\exp(\sigma_{\text{dyn}}^2/2)$ . Plus le résidu de l’optique adaptative est important, moins la mesure des aberrations statiques est efficace. Il est cependant possible de mesurer les aberrations quasi-statiques en présence d’aberrations dynamiques, ce qui est très intéressant pour supprimer les aberrations statiques non vues par une optique adaptative.

### III.2.5.2 L’image du compagnon

L’estimateur de l’image du compagnon (Eq. III.2.12) utilise les trois pics de corrélation de l’équation III.2.58. J’ai déterminé l’expression des pics latéraux (Eq. III.2.59 et III.2.62) et je m’intéresse maintenant au pic central :

$$I_{\text{cent},T}(\alpha) = I_{C,T}(\alpha) + I_R(\alpha) + I_{S,T}(\alpha), \quad (\text{III.2.66})$$

où  $I_{C,T}$  est l’image recherchée,  $I_R$  est l’image de référence pour un temps de pose  $T$  et  $I_{S,T}$  celle de l’étoile dont l’expression se déduit de l’équation III.2.56 :

$$\begin{aligned} I_{S,T}(\vec{\alpha}) &= \frac{\psi_0^2}{T} \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \iint P(\vec{\xi}_1) \exp \left[ i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_1, t) + i \phi(\vec{\xi}_1) \right] \exp \left[ \frac{-2i\pi \vec{\xi}_1 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] d\vec{\xi}_1 \\ &\quad \iint P(\vec{\xi}_2) \exp \left[ -i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_2, t) - i \phi(\vec{\xi}_2) \right] \exp \left[ \frac{2i\pi \vec{\xi}_2 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] d\vec{\xi}_2 d\lambda dt \\ &+ \frac{\psi_0^2}{T} \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \iint P(\vec{\xi}_1) \exp \left[ \frac{-2i\pi \vec{\xi}_1 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] \frac{\iint P(\vec{\xi}^t) \exp [i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}^t, t) + i \phi(\vec{\xi}^t)] d\vec{\xi}^t}{\iint P(\vec{\xi}^t) d\vec{\xi}^t} d\vec{\xi}_1 \\ &\quad \iint P(\vec{\xi}_2) \exp \left[ \frac{2i\pi \vec{\xi}_2 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] \frac{\iint P(\vec{\xi}^t) \exp [-i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}^t, t) - i \phi(\vec{\xi}^t)] d\vec{\xi}^t}{\iint P(\vec{\xi}^t) d\vec{\xi}^t} d\vec{\xi}_2 d\lambda dt \\ &- \frac{\psi_0^2}{T} \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \iint P(\vec{\xi}_1) \exp \left[ i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_1, t) + i \phi(\vec{\xi}_1) \right] \exp \left[ \frac{-2i\pi \vec{\xi}_1 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] d\vec{\xi}_1 \\ &\quad \iint P(\vec{\xi}_2) \exp \left[ \frac{2i\pi \vec{\xi}_2 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] \frac{\iint P(\vec{\xi}^t) \exp [-i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}^t, t) - i \phi(\vec{\xi}^t)] d\vec{\xi}^t}{\iint P(\vec{\xi}^t) d\vec{\xi}^t} d\vec{\xi}_2 \\ &- \frac{\psi_0^2}{T} \int_0^T \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \iint P(\vec{\xi}_1) \exp \left[ \frac{-2i\pi \vec{\xi}_1 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] \frac{\iint P(\vec{\xi}^t) \exp [i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}^t, t) + i \phi(\vec{\xi}^t)] d\vec{\xi}^t}{\iint P(\vec{\xi}^t) d\vec{\xi}^t} d\vec{\xi}_1 \\ &\quad \iint P(\vec{\xi}_2) \exp \left[ -i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_2, t) - i \phi(\vec{\xi}_2) \right] \exp \left[ \frac{2i\pi \vec{\xi}_2 \cdot \vec{\alpha}}{\lambda} \right] d\vec{\xi}_2 \end{aligned} \quad (\text{III.2.67})$$

Pour simplifier cette équation, je suppose que  $\phi_{\text{dyn}}$  est soumise aux hypothèses des aberrations dynamiques (paragraphe I.2.4.2), d’ergodicité et de stationnarité. Cela implique

$$\frac{1}{T} \int_0^T \exp [i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_1, t) - i \phi_{\text{dyn}}(\vec{\xi}_2, t)] dt = \exp \left( \frac{-D_{\phi_{\text{dyn}}}(\vec{\xi}_1 - \vec{\xi}_2)}{2} \right), \quad (\text{III.2.68})$$

avec  $D_{\phi_{\text{dyn}}}$  la fonction de structure des aberrations dynamiques. En utilisant cette équation, l’équation III.2.61 et en considérant une lumière monochromatique, l’expression de  $I_{S,T}$  se sim-

plifie<sup>48</sup> comme suit :

$$\begin{aligned}
 I_{S,T}(\vec{\alpha}) &= \mathcal{F} \left[ \exp \left( \frac{-D_{\phi_{\text{dyn}}}}{2} \right) \right] * \left| \mathcal{F} \left[ \psi_0 P \exp(i\phi) \right] \right|^2 (\vec{\alpha}) \\
 &+ \frac{\iint \left[ (P \exp(i\phi)) * \exp \left( \frac{-D_{\phi_{\text{dyn}}}}{2} \right) \right] P \exp(i\phi) d\vec{\xi}}{\left| \iint P d\vec{\xi} \right|^2} \left| \mathcal{F} \left[ \psi_0 P \exp(i\phi) \right] \right|^2 (\vec{\alpha}) \ . \\
 &- \frac{2}{\iint P d\vec{\xi}} \Re \left( \mathcal{F}[P] \mathcal{F} \left[ (P \exp(i\phi)) \left[ (P \exp(i\phi)) * \exp \left( \frac{-D_{\phi_{\text{dyn}}}}{2} \right) \right] \right] \right)
 \end{aligned} \tag{III.2.69}$$

Pour estimer le compagnon, il faut alors estimer les aberrations du front d'onde  $a_{\text{est}} + i\phi_{\text{est}}$  via les équations III.2.63 ou III.2.65, calculer l'image  $I_{S,T}$  grâce à l'équation III.2.69 et soustraire cette image – ainsi que l'image de référence – à l'image  $I_{\text{cent},T}$  extraite du pic central du plan d'autocorrélation. Pour déterminer la fonction de structure de l'optique adaptative  $D_{\phi_{\text{dyn}}}$ , la méthode d'inversion proposée par Sauvage (2007) peut être utilisée. Une fois encore (cf. paragraphe III.2.3), des estimateurs plus fins maximisant la vraisemblance entre les mesures et le modèle que je propose permettraient d'améliorer les performances de l'instrument. Cependant, quel que soit l'estimateur utilisé, il est important de noter la différence entre courte et longue poses :

- **Courte pose** : les pics latéraux du plan d'autocorrélation fournissent l'amplitude complexe instantanée dans un plan pupille (aberrations du front d'onde) et le pic central, l'intensité instantanée du résidu coronographique (étoile et compagnon).
- **Longue pose** : les pics latéraux fournissent cette fois l'amplitude complexe moyennée dans le temps (aberrations statiques du front d'onde) et le pic central, l'intensité du résidu coronographique moyennée dans le temps.

En courte pose, l'image du résidu stellaire est estimée par le module au carré de la transformée de Fourier d'un des pics latéraux. En longue pose, la non-commutativité de la moyenne temporelle et de la fonction valeur absolue au carré nous interdit d'utiliser la même estimation. Il est alors indispensable d'estimer les aberrations statiques du front d'onde, d'utiliser un modèle décrivant les aberrations dynamiques et enfin d'estimer le résidu stellaire à retirer au résidu coronographique.

Notez que l'estimateur du compagnon obtenu sans aberrations dynamiques (Eq. III.2.12) donne des résultats encourageants quand il est appliqué à des longues poses (résultats numériques préliminaires). Un compromis entre gain de performances et complexification de l'estimateur doit être trouvé.

---

<sup>48</sup>Dans sa thèse, Sauvage (2007) a établi un résultat similaire quoique plus complet puisqu'il envisage des aberrations statiques en amont et en aval du coronographe. Je me contente – dans ce manuscrit – d'aberrations en amont car celles en aval n'ont qu'un effet au deuxième ordre.

# Chapitre III.3

## Modélisation numérique

Dans tout le manuscrit, j'utilise l'informatique pour deux objectifs distincts : la modélisation de la formation d'images à travers la *self-coherent camera* (paragraphe III.3.1) et le traitement de l'image interférentielle pour appliquer un des estimateurs que j'ai décrit dans le précédent chapitre. Dans les deux cas, j'utilise des codes numériques que j'ai développés en GDL (*GNU data language*), analogue libre du langage IDL (*interactive data language*). Je donne un exemple d'utilisation de ces codes numériques dans un cas idéal au paragraphe III.3.2.

### III.3.1 Simulation de l'instrument

#### III.3.1.1 Amplitude $A_R$ de référence

Le diamètre  $D_R$  de la pupille de référence et le diamètre  $D$  de la pupille coronographiée ne sont pas égaux. Deux méthodes distinctes me permettent de calculer l'amplitude complexe  $A_R$  de la voie de référence en plan focal dans le cas d'un coronographe parfait (paragraphe III.3.1.1.1) ou d'un coronographe à quatre quadrants (paragraphe III.3.1.1.2).

J'insiste sur le fait que  $A_R$  et  $\overline{A}_R$  font référence à deux grandeurs différentes. La première ( $A_R$ ) est l'amplitude complexe de la voie de référence qui intervient dans la formation de l'image interférentielle. La deuxième ( $\overline{A}_R$ ) est une estimée de  $A_R$  que j'utilise dans les estimateurs de la SCC (voir le paragraphe III.2.3 pour sa détermination).

##### III.3.1.1.1 Cas d'un coronographe parfait

Dans le cas d'un coronographe parfait, la pupille de référence est égale à la pupille non coronographiée de l'étoile centrale (mêmes aberrations du front d'onde). Je règle son flux pour respecter la condition que je présente au paragraphe III.2.4.2. Enfin, j'utilise la transformée de Fourier par matrice directe – traduction mot à mot de *matrix direct Fourier transform* (MFT) – proposée par Soummer *et al.* (2007) et qui permet de régler le paramètre  $D_R$  (ou  $\gamma = D/D_R$ ). Je prends en compte le décalage entre les pupilles coronographiée et de référence en utilisant le facteur  $\exp(2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0/\lambda)$  dans le plan focal.

##### III.3.1.1.2 Cas d'un coronographe à quatre quadrants

Dans le cas d'un coronographe à quatre quadrants, j'explique en détail au paragraphe V.1.1 que j'extrait la pupille de référence dans le plan du diaphragme de Lyot. Dans les simulations,

j'utilise un masque binaire circulaire dont le diamètre est  $\gamma$  fois plus petit que le diamètre du diaphragme de Lyot du coronographe et dont la position peut varier. Ce masque binaire me permet de sélectionner l'amplitude complexe  $A_R$  de la voie de référence. Une transformée de Fourier rapide fournit l'amplitude complexe dans le plan du détecteur.

### III.3.1.2 Chromatisme

#### III.3.1.2.1 Amplitude des aberrations

Je prends en compte l'impact du chromatisme sur le niveau des défauts de phase et, à la longueur d'onde  $\lambda$ , je considère le défaut de phase  $\phi_{\lambda_0} \lambda_0/\lambda$  où  $\phi_{\lambda_0}$  est le défaut à la longueur d'onde  $\lambda_0$ . En revanche, je suppose que les aberrations d'amplitude ne présentent aucune dépendance spectrale.

#### III.3.1.2.2 Image polychromatique

Pour simuler une image en lumière polychromatique, je considère cinq longueurs d'onde uniformément réparties sur la bande spectrale. Je calcule les images monochromatiques correspondant à chacune de ces images en prenant en compte la dispersion des tavelures et le brouillage des franges d'interférence en utilisant des MFT<sup>49</sup> (Soummer *et al.*, 2007). L'image polychromatique est alors la somme de ces images monochromatiques.

#### III.3.1.3 Bruit de photons

L'ajout de bruit de photons sur une image se fait grâce à une routine en GDL qui simule un bruit aléatoire obéissant à une distribution poissonnienne.

## III.3.2 Exemple de correction active dans un cas idéal

Une fois l'image interférentielle enregistrée – en laboratoire ou *via* le code numérique –, j'utilise une routine que j'ai développée en langage GDL pour appliquer l'estimateur désiré : aberrations du front d'onde ou image du compagnon en longue pose ou courte pose. Par exemple, si je souhaite corriger les aberrations du front d'onde, j'utilise l'image interférentielle fournie par la SCC (à gauche sur la figure III.3.1) et lui applique l'estimateur approprié (Eq. III.2.17 car le coronographe est parfait et la pose est courte). Je projette la phase estimée sur le miroir déformable possédant 32x32 actionneurs (voir paragraphe I.2.4.3.2) et calcule l'image interférentielle après correction (itération 1 au centre sur la figure). Le résidu de tavelures de cette image étant frangé, il est possible d'améliorer la correction et j'itère le processus d'estimation-corrrection. Je trace alors sur la figure III.3.2, d'une part, l'énergie résiduelle moyennée à l'intérieur de la zone de correction (définition exacte aux paragraphes I.2.3.3 et I.2.4.3.2) en fonction du numéro de l'itération (à gauche) et d'autre part, la détection à  $5\sigma$  en fonction de la séparation angulaire pour chacune de ces images (à droite). Comme le cas traité dans cet exemple est idéal (coronographe parfait, lumière monochromatique, rapport des diamètres des pupilles image et de référence  $\gamma = D/D_R = 1000$ ), la limite intrinsèque du miroir déformable est atteinte en trois itérations. Dans des cas non idéaux, la convergence de la boucle peut être ralentie comme je le montre dans les parties IV et V.

---

<sup>49</sup>L'utilisation de transformées de Fourier rapides pose des problèmes d'échantillonnage pour simuler des bandes spectrales fines.

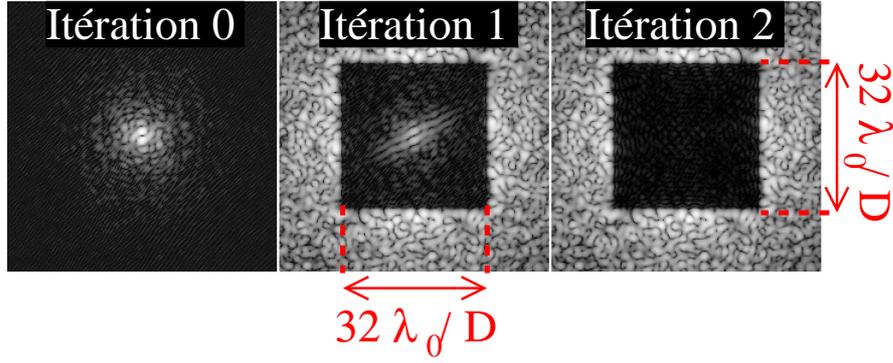


FIG. III.3.1 – Images interférentielles obtenues aux itérations 0 (sans correction), 1 et 2 de la boucle de correction active. Le défaut initial de phase est de 20 nm rms avec une densité spectrale de puissance évoluant en  $f^{-3}$  ( $f$  la fréquence spatiale). Le rapport des diamètres des pupilles image et de référence est égal à  $\gamma = D/D_R = 1000$ , la lumière est monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) et aucun bruit de photons n'est pris en compte. Le miroir déformable possède 32x32 actionneurs. Le coronographe est parfait.

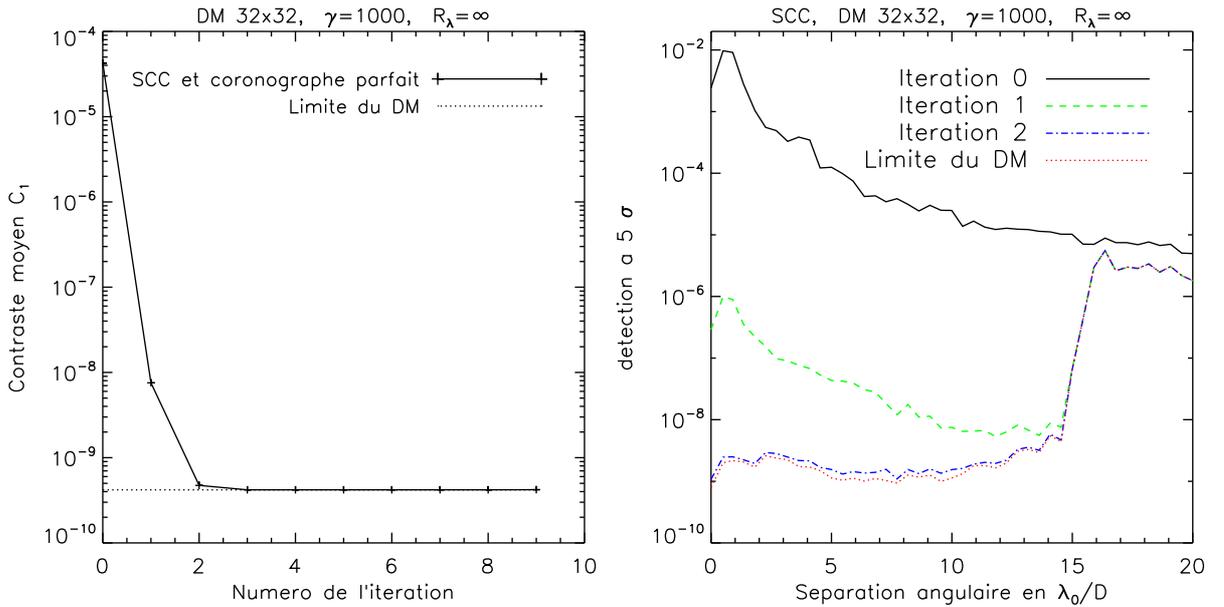


FIG. III.3.2 – **À gauche** : énergie résiduelle  $C_1$  moyennée à l'intérieur de la zone de correction du miroir déformable 32x32 en fonction du nombre d'itérations de la boucle. La limite du miroir déformable est rappelée en pointillés (paragraphe I.2.4.3.3). **À droite** : Détection à  $5\sigma$  des images interférentielles aux itérations 0 (sans correction), 1 et 2 de la boucle de correction. Le coronographe est parfait. Le défaut initial de phase est de 20 nm rms avec une densité spectrale de puissance évoluant en  $f^{-3}$  ( $f$  la fréquence spatiale). Le rapport de diamètres des pupilles image et de référence égal à  $\gamma = D/D_R = 1000$ , la lumière est monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) et aucun bruit de photons n'est pris en compte.



## Quatrième partie

# *Self-coherent camera* et coronographe parfait

*J'ai plus de soin et crois qu'il est plus  
important que j'apprenne ce qui m'est  
nécessaire pour la conduite de ma vie,  
que non pas que je m'amuse à publier  
le peu que j'ai appris.*

René Descartes



Cette partie et la suivante correspondent à la plus grande partie de mon travail de thèse. J’y présente une étude détaillée de la *self-coherent camera* (SCC) utilisée d’une part, comme analyseur de surface d’onde en plan focal et d’autre part, comme technique d’imagerie différentielle. Dans cette partie, pour déterminer les limitations intrinsèques de la SCC, j’utilise les critères  $C_1$  et  $d_{5\sigma}$  (paragraphe I.2.3) qui mesurent l’intensité résiduelle sur le détecteur après coronographe et correction par le miroir déformable. Pour m’affranchir des limitations autres que celles dues à la SCC, je suppose un coronographe parfait (équation I.2.7) et une densité spectrale de puissance (DSP) des aberrations de phase évoluant en  $f^{-3}$  avec  $f$  la fréquence spatiale (paragraphe I.2.4.2). Cette dernière hypothèse – réaliste puisque Bordé & Traub (2006) ont montré que la DSP du miroir de 8 m du VLT évolue en  $f^{-3,1}$  – permet au miroir déformable (DM) de limiter au minimum l’association SCC-DM-coronographe (paragraphe I.2.4.3.3). D’autre part, dans toute la suite du manuscrit, j’emploie la phrase « la boucle de correction itérative constituée de la *self-coherent camera* et d’un miroir déformable converge et permet de corriger le champ de tavelures » pour exprimer « la *self-coherent camera* estime correctement les aberrations du front d’onde ». Dans la pratique, même avec un défaut strictement statique, plusieurs itérations sont nécessaires pour estimer correctement le défaut du front d’onde (linéarisation d’une exponentielle complexe, présence de bruits, etc.). Un gain pourrait alors être appliqué à l’estimateur brut SCC (Eq. III.2.17 ou III.2.19) pour assurer la convergence. Cependant, pour étudier les performances intrinsèques de la SCC, je choisis un gain de 1 pour qu’une divergence de la boucle de correction soit synonyme d’une erreur d’estimation des aberrations.

Sous ces hypothèses et celle d’aberrations statiques (paragraphe I.2.4.2), j’examine l’impact sur les performances de l’analyseur SCC de plusieurs paramètres de la voie de référence – chapitre IV.1 – puis, des aberrations d’amplitude et du chromatisme – chapitre IV.2. Je fais part au chapitre IV.3 de résultats préliminaires sur la mesure de front d’onde en longue pose – aberrations dynamiques et statiques. Enfin, je présente au chapitre IV.4 une étude des performances de la *self-coherent camera* utilisée comme technique d’imagerie différentielle.



## Chapitre IV.1

# Analyseur de surface d'onde : étude de la voie de référence

La qualité de l'estimation des aberrations de phase et d'amplitude dépend d'une part, de la qualité de l'image interférentielle enregistrée et d'autre part, de la qualité de l'amplitude complexe de référence  $\bar{A}_R$  (paragraphe III.2.3) utilisée dans les estimateurs (Eq. III.2.17, III.2.63 et III.2.65). Je m'intéresse dans ce chapitre à ce deuxième terme dans le cas d'images enregistrées en courte pose. J'explique quelles raisons m'incitent à utiliser un petit diamètre pour la pupille de référence  $D_R \ll D$  – paragraphe IV.1.1 – et quelles sont les spécifications requises en termes de stabilité temporelle – paragraphe IV.1.2. Finalement, au paragraphe IV.1.3, je propose un protocole pour limiter l'impact du bruit de photons.

Tout au long du chapitre, je renvoie au tableau IV.1.1 qui résume les hypothèses sur les paramètres qui varient à chaque simulation. D'autre part, toutes les études de ce chapitre sont faites en lumière monochromatique –  $R_\lambda \rightarrow \infty$  – avec une *self-coherent camera* associée à un coronographe parfait ; les aberrations de phase sont statiques et de 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ . Dans chaque étude, le même tableau de phase initiale est utilisé pour les différents paramètres, ce qui me permet de comparer les performances indépendamment du tirage aléatoire du défaut de phase. Aucun bruit de photons n'est pris en compte. Enfin, pour obtenir l'image interférentielle (Eq. III.1.5), la pupille de référence est calculée selon le processus présenté au paragraphe III.3.1.1.1 : son diamètre est  $D_R$  et son flux est réglé pour obéir à l'équation III.2.38 (quelques photons par pixel sur le détecteur).

paramètre \ paragraphe	IV.1.1.2	IV.1.2.1	IV.1.2.2
$\gamma = D/D_R$	4 à 40	4 à 15	1000
$N_{\text{act}}$	32 et 64	32	32
$\sigma(a)$ rms	0	0	0 et 5%

TAB. IV.1.1 – Hypothèses des simulations de chaque paragraphe du chapitre IV.1. La signification des notations est donnée dans le tableau III.1.1 à la page 86.

## IV.1.1 Diamètre de la pupille de référence

### IV.1.1.1 Compromis entre stabilité et flux

J'ai déjà annoncé avant ce paragraphe que plusieurs raisons m'incitent à choisir un petit diamètre  $D_R$  pour la pupille de référence en comparaison au diamètre  $D$  de la pupille de la voie image. Pour mettre à jour ces raisons, il faut remarquer que dans l'estimateur des aberrations de phase (Eq. III.2.17) – notez que ceci est également le cas pour l'estimateur de l'image du compagnon – l'amplitude complexe  $A_R$  intervient au dénominateur. La conséquence est inévitable : si  $A_R$  s'annule, l'estimateur diverge. Plus précisément, les fréquences spatiales des aberrations de phase et d'amplitude telles que  $A_R(\vec{\alpha}_0)$  est nulle ne sont pas estimées et ne peuvent donc pas être corrigées. Une autre façon de voir le problème est de se rendre compte que si le flux de la référence est nulle en  $\vec{\alpha}_0$ , alors l'amplitude des franges à cette position  $|A_S(\vec{\alpha}_0) A_R(\vec{\alpha}_0)|$  est nulle et les tavelures en  $\vec{\alpha}_0$  ne sont pas codées. Pour éviter que cela ne se produise, il faut minimiser, dans le champ de vue enregistré par le détecteur et fixé par le diamètre  $D$  de la pupille coronographiée, le nombre de positions  $\vec{\alpha}_0$  où l'amplitude complexe  $A_R$  s'annule. Or,  $A_R$  est l'amplitude diffractée par une pupille ronde  $P_{D_R}$  de diamètre  $D_R$  dont les aberrations sont très atténuées suite au filtrage spatial dans un plan focal.  $A_R$  ressemble alors<sup>50</sup> fortement à l'amplitude complexe associée à la diffraction par une pupille  $P_{D_R}$ , fonction à symétrie circulaire dont le premier anneau sombre ( $A_R = 0$ ) se trouve à  $1,22 \lambda/D_R$ . Si  $D_R$  est choisi suffisamment petit devant  $D$ , il est possible de rejeter le premier anneau sombre de  $A_R$  en dehors du champ de vue enregistré sur le détecteur et toutes les fréquences spatiales des aberrations optiques sont codées – toutes les tavelures sont frangées.

Un tel choix –  $\gamma = D/D_R$  grand – permet de stabiliser la voie de référence (voir le paragraphe IV.1.2.1). Seule la partie centrale de la tache d'Airy<sup>51</sup> associée à la pupille  $P_{D_R}$  est enregistrée sur le détecteur et uniquement de grandes variations optiques ou mécaniques peuvent modifier significativement  $A_R$ .

Suite à ces deux arguments, le choix d'un petit diamètre  $D_R$  s'impose. Mais il faut se souvenir de la condition du paragraphe III.2.4.2 qui impose un flux minimum de quelques photons par pixel sur le détecteur pour l'image référence (Eq. III.2.38). Un compromis doit alors être trouvé entre un diamètre  $D_R$  trop grand – zéros de  $A_R$  dans le champ et problème de stabilité – et un diamètre trop petit – flux insuffisant. Ce compromis ne peut être fait qu'au cas par cas puisque le flux dans la voie de référence dépend du montage optique utilisé pour créer cette voie. Pour un coronographe à quatre quadrants, j'obtiens le compromis pour un facteur  $\gamma = D/D_R$  de l'ordre de 20 pour un défaut de phase de 20 nm rms. Dans la suite, il m'arrive de choisir  $\gamma = 1000$  pour affranchir mon étude de tel ou tel paramètre de l'influence des tavelures non corrigées, influence que je mets en évidence dans le prochain paragraphe.

### IV.1.1.2 Impact des zéros de la référence sur les performances

Si  $\gamma = D/D_R$  est tel que l'amplitude complexe  $A_R$  s'annule dans le champ de vue du détecteur, certaines tavelures ne sont pas frangées, donc pas codées, et les fréquences spatiales des aberrations du front d'onde correspondantes ne sont pas estimées correctement. Cela implique qu'une partie du résidu coronographique est toujours présent dans l'image finale même après

---

<sup>50</sup>En toute rigueur, cet argument est vrai dans la pratique et dans mes simulations d'un coronographe à quatre quadrants (partie V). Dans mes simulations d'un coronographe parfait, l'image de référence ressemble à une tache d'Airy parce que  $D_R \ll D$  et non grâce à un filtrage spatial que je ne simule pas (cf. paragraphe III.3.1.1.1).

<sup>51</sup>Rappel : la tache d'Airy est l'image diffractée à l'infini par une ouverture circulaire uniformément éclairée.

correction par le miroir déformable. Cet effet est visible sur les images de la figure IV.1.1 obtenues en supposant un défaut de phase de 20 nm rms et un miroir déformable 32x32 (voir le tableau IV.1.1 et l'introduction du chapitre pour plus de précisions). Pour  $\gamma = 40$  (images à

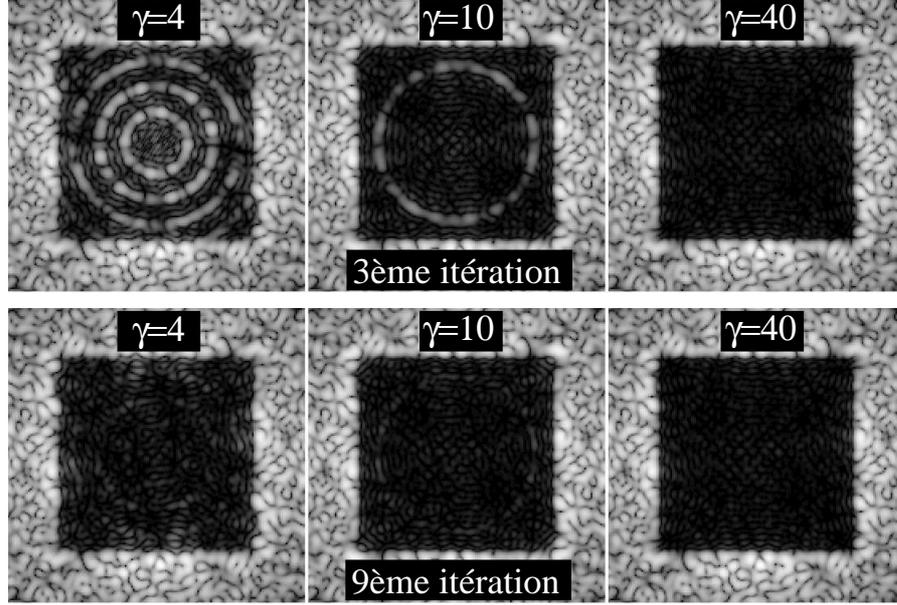


FIG. IV.1.1 – Images interférentielles après trois (haut) puis neuf (bas) itérations de la boucle de correction pour trois valeurs du paramètre  $\gamma$ . Dans deux cas (à gauche,  $\gamma = 4$ , et au centre,  $\gamma = 10$ ), mais pas dans le troisième (à droite,  $\gamma = 40$ ), le premier anneau de zéros de la référence se trouve dans la zone de correction. Le miroir déformable possède 32x32 actionneurs. La lumière est monochromatique et le coronographe est parfait.

droite), le premier anneau sombre de la référence est en dehors de la zone de correction ; les erreurs de phase sont bien estimées et la limite du miroir déformable est atteinte en trois itérations – je rappelle que les itérations permettent d'affiner l'estimation des aberrations statiques (je ne considère pas d'aberrations lentement variables<sup>52</sup>). En revanche, pour  $\gamma = 4$  (images à droite) ou 10 (au centre), après trois itérations de la boucle de correction, les tavelures de la zone corrigée situées sur les anneaux de la référence ne sont presque pas corrigées ; l'estimation n'est pas effective en ces points du champ. En augmentant le nombre d'itérations jusqu'à neuf, il est possible d'atténuer cet effet mais pas de le supprimer. Pour quantifier cette limitation, je trace, pour plusieurs valeurs de  $\gamma$  – de 4 à 40 –, l'énergie moyenne résiduelle  $C_1$  dans la zone de correction d'un miroir déformable possédant 64x64 actionneurs en fonction du nombre d'itérations – graphique de gauche sur la figure IV.1.2. Si  $\gamma \lambda_0/D$  est plus grand que la fréquence de coupure du miroir déformable multiplié par  $\sqrt{2}$  – ce facteur prend en compte la forme carré de la zone de correction – alors les zéros de la référence ont une influence négligeable, la phase est bien estimée et la correction atteint la limitation intrinsèque  $C_{1,DM}$  du miroir déformable mise en évidence au paragraphe I.2.4.3.3 en trois itérations : l'intensité est atténuée d'un facteur  $\sim 10^4$  après la première correction, puis d'environ  $\sim 10$  à la deuxième et enfin, de quelques unités à la troisième. Ceci traduit que la SCC permet de mesurer avec une grande précision les aberrations à partir de

<sup>52</sup>L'objectif dans ce manuscrit est de démontrer la faisabilité de la technique pour des défauts statiques. J'étudierai l'impact de l'évolution des défauts dans les mois qui suivront ma thèse.

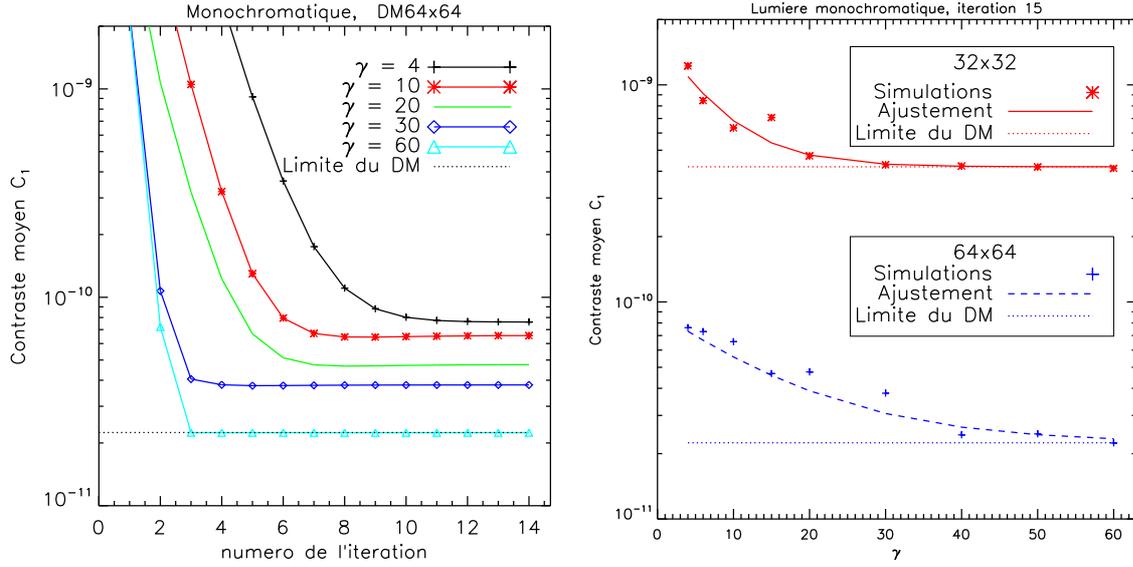


FIG. IV.1.2 – **À gauche** : énergie résiduelle  $C_1$  moyenne et normalisée de l'image interférentielle dans la zone de correction en fonction du nombre d'itérations pour plusieurs valeurs de  $\gamma = D/D_R$ . Le miroir déformable possède 64x64 actionneurs. **À droite** : énergie résiduelle moyenne et normalisée à l'itération 15 en fonction de  $\gamma$  pour deux nombres d'actionneurs  $N_{\text{act}} = 32$  (étoiles rouges) et 64 (plus bleus). Une loi empirique (Eq. IV.1.1) est superposée en trait continu (respectivement tireté) pour le cas  $N_{\text{act}} = 32$  (respectivement 64). Sur les deux graphiques, les limitations intrinsèques des miroirs déformables sont précisées en pointillés. La lumière est monochromatique et le coronographe est parfait.

l'image en plan focal.

Dans le cas où  $\gamma$  est petit, la correction est ralentie et surtout, limitée ; le graphique de droite de la figure IV.1.2 représente l'évolution de cette limite  $C_{1,\text{lim}}$  – énergie résiduelle après convergence à l'itération<sup>53</sup> 15 – en fonction de  $\gamma$  et du nombre d'actionneurs du miroir déformable. Je superpose à ce tracé la loi empirique

$$C_{1,\text{lim}} = \left( 3 \exp\left(\frac{-4,5\gamma}{N_{\text{act}}}\right) + 1 \right) C_{1,\text{DM}}. \quad (\text{IV.1.1})$$

Cette loi décrit correctement les deux cas que je considère mais il me paraît cavalier de la généraliser car le comportement à  $\gamma$  petit dépend certainement entre autres de l'algorithme de projection de la phase estimée sur le miroir déformable, du coronographe – variations de flux dans la pupille de référence, voir paragraphe V.1.2.2 – et de la densité spectrale de puissance des défauts. Cependant, deux règles seront toujours de mise :

- plus  $\gamma$  est grand, meilleure l'estimation des aberrations est ;
- si  $\gamma$  est supérieure à la fréquence de coupure du miroir déformable multipliée par  $\sqrt{2}$  –  $\gamma \gtrsim 23$  et 45 respectivement pour  $N_{\text{act}} = 32$  et 64 –, la phase est bien estimée et la correction atteint la limite  $C_{1,\text{DM}}$  du miroir déformable.

<sup>53</sup> Je choisis l'itération 15 pour que toutes les boucles aient convergé.

## IV.1.2 Stabilité requise

Au paragraphe III.2.3, j'explique que j'approche l'amplitude complexe  $A_R$  par l'amplitude  $\overline{A}_R$  diffractée par une ouverture circulaire de diamètre  $D_R = D/\gamma$  dont je fixe le flux en enregistrant, voie image fermée, une image de référence. Plus le diamètre  $D_R$  est petit, moins l'approximation est grossière. Cependant, quelque soit la valeur de  $\gamma$ ,  $A_R$  et  $\overline{A}_R$  ne sont pas égales et dans les deux paragraphes suivants, j'étudie l'impact sur les performances de la SCC de deux variations typiques du faisceau de référence entre le moment de l'enregistrement de  $I_R$  et le début de la boucle de correction : celle du tip-tilt qui provoque un décalage spatial entre les deux amplitudes  $A_R$  et  $\overline{A}_R$  (paragraphe IV.1.2.1) et celle du piston, c'est-à-dire de la différence de marche entre les voies image et de référence (paragraphe IV.1.2.2). Les hypothèses principales des simulations sont données dans le tableau IV.1.1 et dans l'introduction du chapitre.

### IV.1.2.1 Tip-tilt dans la voie de référence

Je suppose dans ce paragraphe que le centre de l'image de référence enregistrée n'est pas mesuré avec précision ou, ce qui est plus probable, qu'une variation du tip-tilt dans la voie de référence le fait varier. Dans ce cas, l'amplitude complexe estimée  $\overline{A}_R$  est décalée spatialement sur le détecteur par rapport à l'amplitude complexe réelle  $A_R$ <sup>54</sup>. Dans les simulations qui suivent, je suppose ce décalage constant pendant la correction – le décalage a lieu entre l'enregistrement de la référence et le début de la boucle – et j'étudie son influence sur l'énergie moyenne  $C_1$  dans la zone de correction pour plusieurs valeurs de  $\gamma = D/D_R$ . En absence de décalage – courbes noires sur la figure IV.1.3 – je retrouve le résultat du paragraphe précédent : la correction – en réalité, l'estimation – est moins efficace et plus lente quand  $\gamma$  diminue. Si un décalage existe entre  $\overline{A}_R$  et  $A_R$  – voir les codes de couleurs et de points sur le graphique – l'estimation est d'autant moins efficace que  $\gamma$  est faible. Par exemple, pour  $\gamma = 15$ , la boucle de correction converge tant que le décalage est inférieur à  $8\lambda_0/D$  ; pour  $\gamma = 4$ , le décalage maximum est  $2,5 - 3\lambda_0/D$ . Cela n'est pas surprenant car  $\gamma\lambda_0/(2D)$  correspond à la moitié de la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction  $\overline{A}_R$  et à partir d'un tel décalage,  $\overline{A}_R$  commence à être très différente de  $A_R$ . Finalement, pour que la boucle de correction converge, la stabilité requise du tip-tilt de la voie de référence correspond à un décalage maximum entre  $\overline{A}_R$  et  $A_R$  sur le détecteur de l'ordre de  $\gamma\lambda_0/(2D)$ .

### IV.1.2.2 Piston dans la voie de référence

La seconde étude de stabilité concerne la variation du piston dans la voie de référence, c'est-à-dire la différence de marche (DDM) avec la voie image. Quand la DDM entre les deux voies de l'interféromètre varie, le système de franges est décalé en bloc. Si cela n'est pas pris en compte par l'amplitude complexe de référence enregistrée  $\overline{A}_R$ , alors  $\overline{A}_R = A_R \exp(2i\pi p_0/\lambda_0)$  avec  $p_0$  la DDM – ou piston – et l'estimateur  $(a_{\text{est}} + i\phi_{\text{est}})$  (Eq. III.2.17) des aberrations n'est pas exact d'un facteur  $\exp(-i2\pi p_0/\lambda_0)$  :

$$a_{\text{est}}(\vec{u}) + i\phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \exp\left(-\frac{2i\pi p_0}{\lambda_0}\right) [a(\vec{u}) + i\phi(\vec{u})], \quad (\text{IV.1.2})$$

où  $(a + i\phi)$  sont les aberrations réelles du front d'onde. Par exemple, si la différence de marche est égale à  $p_0 = \lambda_0/4$  ( $\pi/2$  en phase), les aberrations de phase estimées  $\phi_{\text{est}}$  correspondent en réalité

<sup>54</sup>Voir le paragraphe III.3.1.1 pour de plus amples explications sur la différence fondamentale entre  $A_R$  et  $\overline{A}_R$ .

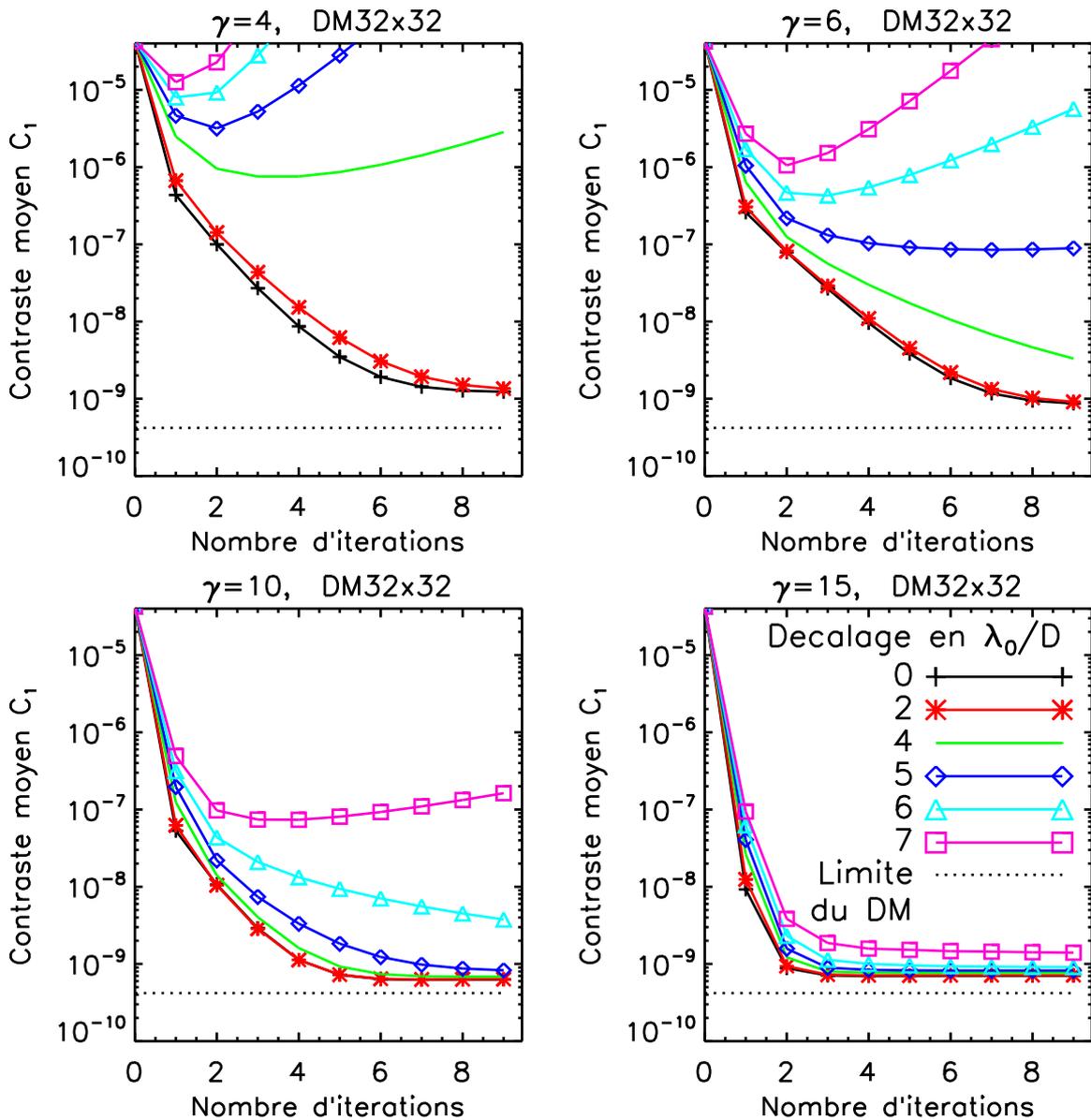


FIG. IV.1.3 – Énergie résiduelle  $C_1$  moyenne et normalisée de l'image interférentielle dans la zone de correction en fonction du nombre d'itérations pour plusieurs valeurs du décalage sur le détecteur entre  $\bar{A}_R$  et  $A_R$  – codes de couleurs et de points fournis en bas à droite – et de  $\gamma = D/D_R$  : en haut à gauche,  $\gamma = 4$  ; en haut à droite,  $\gamma = 6$  ; en bas à gauche,  $\gamma = 10$  ; en bas à droite,  $\gamma = 15$ . Le miroir déformable possède 32x32 actionneurs et sa limitation intrinsèque correspondante est tracées en pointillés. La lumière est monochromatique et le coronographe est parfait.

aux aberrations d'amplitude  $a$  et *vice versa*. Bien entendu, dans ce cas, la boucle de correction ne peut que diverger. Pour une DDM plus faible, les aberrations de phase et d'amplitude sont mélangées mais, dans le même temps, le facteur  $\exp(-i2\pi p_0/\lambda_0)$  induit un gain de boucle inférieur à 1 et les graphiques de la figure IV.1.4 montrent que la boucle de correction converge

même si plus d'itérations sont requises. Cette correction est possible sans – graphique de gauche

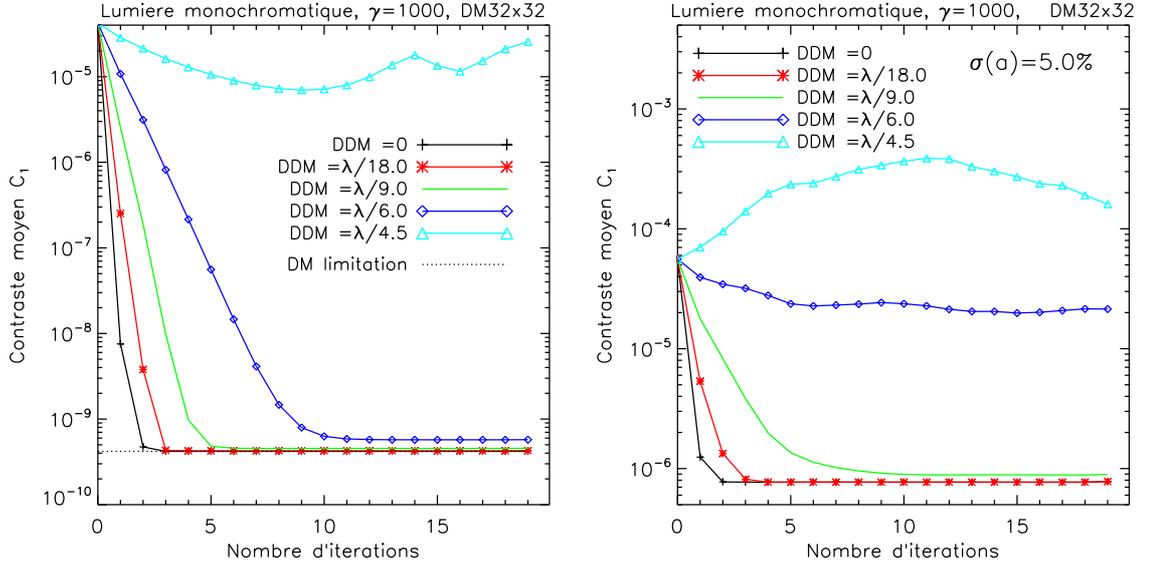


FIG. IV.1.4 – Énergie résiduelle  $C_1$  moyenne et normalisée de l'image interférentielle dans la zone de correction en fonction du nombre d'itérations pour plusieurs valeurs du piston  $p_0$  dans la voie de référence. Le piston n'est pas pris en compte par  $\bar{A}_R$ . Les valeurs du piston  $p_0$  sont 0 (plus noirs),  $\lambda_0/18$  (étoiles rouges),  $\lambda_0/9$  (trait continu vert),  $\lambda_0/6$  (diamants bleus) et  $\lambda_0/4.5$  (triangles bleu clair). Le niveau des aberrations de phase est fixé à 20 nm rms et celui des aberrations d'amplitude à 0 (graphique de gauche) et 5% (à droite). Le miroir déformable possède 32x32 actionneurs et sa limitation intrinsèque est tracée en pointillés sur le graphique de gauche. Le paramètre  $\gamma$  vaut 1000 et le coronographe est parfait. Les échelles verticales ne sont pas les mêmes pour les deux graphiques !

– et avec – graphique de droite,  $\sigma(a) = 5\%$  rms – des aberrations d'amplitude en plus des aberrations de phase fixées à 20 nm rms. En présence d'aberrations d'amplitude la correction est limitée à cause des tavelures non corrigées mais elle a lieu (paragraphe IV.2.1). Le choix pessimiste de 5% rms d'aberrations d'amplitude permet de supposer des aberrations d'amplitude et de phase du même ordre de grandeur<sup>55</sup>. Je trouve finalement que, entre l'enregistrement de  $\bar{A}_R$  et la fin de la boucle de correction, la différence de marche – le piston de la voie de référence – ne doit pas varier de plus de  $\sim \lambda_0/10$  pour que l'estimation et la correction des aberrations de phase et d'amplitude (graphique de droite) soient effectives. Cette spécification est relaxée à  $\sim \lambda_0/5$  si les aberrations d'amplitude sont négligeables (graphique de gauche).

En conclusion, le rapport des diamètres de pupille des voies image et de référence,  $\gamma = D/D_R$ , doit être choisi le plus grand possible pour :

- minimiser le nombre de fréquences spatiales non estimées par la *self-coherent camera* .

<sup>55</sup>Si les aberrations de phase sont beaucoup plus grandes que celles d'amplitude, l'impact des dernières au cours de la mauvaise estimation est négligeable.

- pouvoir estimer facilement l'amplitude complexe  $A_R$  et l'approcher par l'amplitude complexe  $\overline{A}_R$  diffractée par une pupille circulaire  $P_{D_R}$  dont le flux, la position et la largeur sont ajustés en enregistrant une image de référence  $I_R$  avant le début de la boucle.
- minimiser l'impact des variations de piston et de tip-tilt dans la voie de référence.

Il faut cependant respecter la condition de flux –  $\gamma$  pas trop grand – sur l'image de référence (une dizaine de photons par pixel du détecteur Eq. III.2.38) et un compromis sur la valeur de  $\gamma$  est à trouver pour chaque montage optique associant la SCC à un coronographe. Enfin, pour que l'estimation soit correcte – convergence de la correction – il faut que, dans la voie de référence, la variation de tip-tilt corresponde à un décalage sur le détecteur de moins de  $\sim \gamma \lambda_0 / (2D)$ ; et que la variation du piston soit inférieure à  $\sim \lambda_0 / 10$ . Ce dernier point est le plus critique en ce qui concerne la voie de référence et je propose un schéma optique au paragraphe V.1.1 pour atteindre cette stabilité.

### IV.1.3 Adaptation du temps de pose et du flux de la référence

Je décris, dans ce chapitre, des protocoles pour adapter le temps de pose et le flux dans la voie de référence à chaque itération de la boucle de correction.

#### IV.1.3.1 Variation du flux reçu par le détecteur

Je trace, sur la figure IV.1.5, la détection à  $5\sigma$  du résidu coronagraphique avant (trait plein noir) et après (tirets rouges) correction par un miroir possédant  $64 \times 64$  actionneurs pour un défaut de phase de 20 nm rms. D'après les figures IV.1.2, IV.1.3, IV.1.4 et plus loin IV.2.5, la boucle commandée par la SCC atteint cette limite intrinsèque du miroir en quelques itérations. Le flux

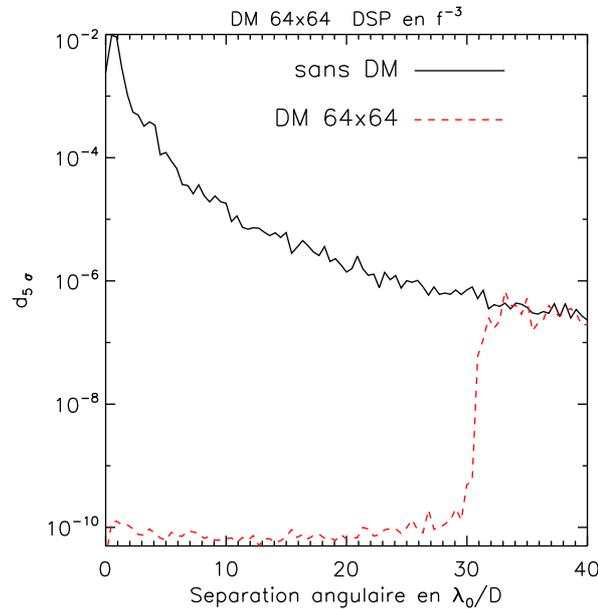


FIG. IV.1.5 – Détection à  $5\sigma$  avant (trait continu noir) et après (tirets rouges) convergence de la boucle de correction en lumière monochromatique. Le défaut initial est de 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ .

reçu par le détecteur dans la zone de correction est diminué d'un facteur  $\sim 10^6$  à  $5 \lambda_0 / D$  entre

le début et la fin de la correction, ce qui oblige à adapter le temps de pose d'enregistrement de l'image interférentielle pendant la boucle de correction. D'autre part, si le temps de pose est modifié, l'intensité  $I_R$  reçue de la voie de référence l'est également – le flux n'est presque pas modifié quand la réjection du coronographe est améliorée (paragraphe V.1.2.2) – et pour vérifier la condition sur  $I_R$  (quelques photons par pixel du détecteur, Eq. III.2.38) à chaque itération, le flux dans la voie de référence doit être ajusté. Je propose alors deux protocoles d'ajustement automatique du flux de la voie de référence et du temps de pose au cours de la boucle de correction.

### IV.1.3.2 Protocoles proposés

Les deux protocoles que je propose sont ceux que j'utilise dans mes simulations numériques. Ils pourront être utilisés tel quel dans la pratique.

#### IV.1.3.2.1 Ajustement du temps de pose

Pour minimiser l'impact du bruit de photons sur l'estimation des aberrations du front d'onde faite par la SCC, il faut vérifier les conditions  $I_S \gg I_R$  et  $I_R \gtrsim 1$  (Eq. III.2.38) où  $I_S$  et  $I_R$  représente respectivement les intensités du résidu coronographique et de l'image de référence. À l'itération 0, j'ajuste le temps de pose  $T_0$  pour collecter suffisamment de photons. Avant d'enregistrer l'image interférentielle de l'itération suivante, il n'est pas possible de savoir *a priori* de combien l'intensité des tavelures sera atténuée et le temps de pose ne peut pas être ajusté avec certitude. Mais, en remarquant qu'après la première itération l'intensité résiduelle dans la zone de correction est relativement uniforme (voir le graphique de droite de la figure III.3.2), je propose d'ajuster le temps de pose  $T_n$  de l'itération  $n$ , en fonction de l'intensité moyenne  $I_{\text{moy},n-1}$  dans la zone corrigée de l'image enregistrée à l'itération  $n-1$  et de l'intensité moyenne  $I_{\mathcal{H},n}$  à laquelle je souhaite enregistrer l'image à l'itération  $n$  :

$$T_n = T_{n-1} \frac{I_{\mathcal{H},n}}{I_{\text{moy},n-1}} \quad \text{pour } n \geq 1 \quad \text{avec} \quad I_{\text{moy},n-1} = \frac{\iint_{\mathcal{H}} I_{n-1}(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}{\iint_{\mathcal{H}} d\vec{\alpha}}, \quad (\text{IV.1.3})$$

où  $\mathcal{H}$  est la zone de correction effective définie au paragraphe IV.2.2.2 (lieux de la zone d'influence du miroir déformable où les franges des tavelures ne sont pas brouillées). Je mets en évidence la dépendance en  $n$  de l'intensité souhaitée  $I_{\mathcal{H},n}$  pour montrer qu'il est envisageable de modifier le rapport signal à bruit<sup>56</sup> de la mesure des aberrations à chaque itération. Dans le cas le plus simple où je souhaite un rapport signal à bruit constant,  $I_{\mathcal{H},n} = I_{\mathcal{H}}$  est une constante et  $I_{\text{moy},0} = I_{\mathcal{H}}$ . Le temps de pose est alors ajusté avec une itération de retard. Cela ne porte pas à conséquence au-delà de la première itération car l'intensité des tavelures ne varie pas de plus d'un facteur 10 d'une itération à l'autre (cf. les figures IV.1.2, IV.1.3 et IV.1.4 et plus loin la figure IV.2.5). Pour le passage de l'itération 0 à l'itération 1, d'après les mêmes figures, l'intensité moyenne est atténuée d'un facteur de l'ordre de  $10^3$ . J'impose alors  $T_1 = 10^3 T_0$ . Finalement, le protocole que j'applique avec un coronographe parfait s'écrit

$$\left\{ \begin{array}{l} T_0 \\ T_1 = 10^3 T_0 \\ T_n = T_{n-1} \frac{I_{\mathcal{H}}}{I_{\text{moy},n-1}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{tel que} \quad I_{\text{moy},0} = I_{\mathcal{H}} \\ \text{pour un coronographe parfait} \\ \text{pour } n > 1 \quad \text{avec} \quad I_{\text{moy},n-1} = \frac{\iint_{\mathcal{H}} I_{n-1}(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}{\iint_{\mathcal{H}} d\vec{\alpha}} \end{array} . \quad (\text{IV.1.4})$$

<sup>56</sup>Le rapport signal à bruit (Eq. III.2.37) est directement relié au temps de pose et par là, à l'intensité  $I_{\mathcal{H},n}$ .

Dans toutes les simulations dont je fais part dans le manuscrit, j'utilise le protocole du système IV.1.4. Seul le facteur 1000 de l'étape donnant  $T_1$  est modifié dans le cas d'un coronographe à quatre quadrants. Je le fixe en étudiant la décroissance théorique de l'énergie moyenne entre les itérations 0 et 1 comme je le fait ci-dessus pour le coronographe parfait.

#### IV.1.3.2.2 Ajustement du flux de la référence

La correction des aberrations du front d'onde ne modifie que très peu le flux – nombre de photons par unité de temps et par unité de surface – dans la voie de référence. Cette assertion est vérifiée dans mes simulations de la SCC associée à un coronographe parfait puisque je suppose que les aberrations sont faibles et que la pupille de référence est égale à la pupille non coronographiée – de diamètre  $D$  – concentrée en une pupille de diamètre  $D_R$  (voir le paragraphe III.3.1.1.1). Dans le cas d'un coronographe à quatre quadrants – cas plus réaliste, paragraphe III.3.1.1.2 –, je montre que cette assertion est également vérifiée (paragraphe V.1.2.2.2). Au cours de la correction, le temps de pose augmente, l'intensité de la référence  $\bar{I}_R$  augmente et la condition de l'équation III.2.38 qui demande un minimum de quelques photons par pixel est satisfaite. Cependant, pour établir cette condition, j'ai supposé que l'intensité du résidu coronographique  $I_S$  était plus grande que l'intensité de référence  $\bar{I}_R$ . Il devient donc indispensable d'ajuster le flux dans la voie de référence pour conserver un bon rapport signal à bruit sur la mesure des aberrations<sup>57</sup>. Cet ajustement peut être réalisé soit en diaphragmant la pupille de référence par une ouverture de diamètre variable  $D_R$  (le maximum de l'intensité  $I_R$  est proportionnelle à  $D_R^4$ ) ; soit en utilisant une densité neutre variable. L'avantage de la première solution est que le diamètre  $D_R$  diminue au fur et à mesure de la correction, ce qui permet de repousser les zéros de la référence de plus en plus loin du centre de l'image (paragraphe IV.1.1.2). Les inconvénients sont qu'il faut connaître avec précision le diamètre  $D_R$  du diaphragme pour savoir quelle tache d'Airy utilisée pour estimer  $\bar{A}_R$  dans l'estimateur des aberrations (paragraphe III.2.3) et qu'il faut pouvoir implémenter un diaphragme de taille variable dans le montage optique, ce qui est certes faisable dans le cas d'un coronographe de type Lyot mais plus compliqué que d'ajouter une roue à densité variable (paragraphe V.1.1). C'est cette raison qui m'a poussé à opter pour une densité variable dont le seul inconvénient est la nécessité d'un étalonnage – inconvénient non critique car une erreur sur le niveau de  $\bar{A}_R$  ne ferait que modifier légèrement le gain de la boucle. Pour contrôler la valeur de cette densité neutre  $d_{R,n}$  en intensité à l'itération  $n$ , j'utilise l'intensité, moyennée dans la zone de correction et rapportée à un temps de pose de une seconde, de l'image de référence  $\bar{I}_{R0}$  enregistrée avant le début de la boucle<sup>58</sup>, et le niveau  $I_{R,n}$  auquel je souhaite fixer l'intensité de la référence sur le détecteur :

$$d_{R,n} = T_n I_{R,n} \frac{\iint_{\mathcal{H}} d\vec{\alpha}}{\iint_{\mathcal{H}} \bar{I}_{R0}(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}, \quad (\text{IV.1.5})$$

avec  $T_n$  le temps de pose de l'itération  $n$  en secondes. Comme le traduit l'indice  $n$  de  $I_{R,n}$ , le niveau auquel je fixe l'intensité de la référence peut dépendre de l'itération. Par exemple, si un rapport signal à bruit plus élevé est souhaité au début de la boucle pour une estimation des aberrations plus précise.

---

<sup>57</sup> Plus précisément, si le flux de la référence peut ne pas être ajusté et si  $I_R$  peut dominer l'image ( $I_R \gg I_S$ ) pendant la boucle de correction (Eq. III.2.37), il reste indispensable au moins à la dernière itération d'atténuer l'intensité de la référence  $I_R$  pour que son bruit ne domine pas l'estimateur du compagnon (paragraphe III.2.4.3.2).

<sup>58</sup> Cette image permet d'ajuster la taille, la position et le niveau de l'amplitude complexe  $\bar{A}_R$  (paragraphe III.2.3).

Je ne peux rien affirmer tant que la boucle n'a pas été réalisée en pratique mais je suis assez confiant sur l'efficacité de ces deux protocoles pour gérer le temps de pose et le flux dans la voie de référence. Une autre façon d'ajuster le temps de pose serait d'utiliser uniquement les courbes théoriques de décroissance de l'énergie en fonction du nombre d'itération. Les deux protocoles seront certainement tester en laboratoire.



## Chapitre IV.2

# Analyseur de surface d'onde : erreurs d'amplitude et chromatisme

### IV.2.1 Impact des aberrations d'amplitude

Un défaut optique dans un plan focal, la transmission non uniforme d'une optique, de la diffraction de Fresnel ; que de raisons pour que l'éclairement de la pupille ne soit pas uniforme. J'étudie, dans ce paragraphe, l'impact de ces aberrations d'amplitude sur les performances de la *self-coherent camera* en supposant :

- des images en courte pose ;
- un coronographe parfait ;
- une lumière monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) ;
- un seul miroir déformable de 64x64 actionneurs dans un plan conjugué au plan pupille ;
- un grand rapport de diamètres entre les pupilles image et de référence  $\gamma = D/D_R = 1000$  (voir le paragraphe IV.1.1 pour des précisions sur ce paramètre) ;
- un défaut de phase  $\phi$  de 20nm rms et dont la densité spectrale de puissance (DSP) évolue en  $f^{-3}$  avec  $f$  la fréquence spatiale associée à la coordonnée pupillaire  $\xi$  (paragraphe I.2.4.2) ;
- plusieurs défauts d'amplitude dont les niveaux sont 0 ; 0,1 ; 0,5 ; 1,0 et 5,0 % rms et dont la DSP évolue selon une loi en  $f^0$ ,  $f^{-1}$ ,  $f^{-2}$  ou  $f^{-3}$ .

L'estimation des aberrations du front d'onde est faite *via* l'équation III.2.17 et, en suivant la proposition de Bordé & Traub (2006), je rends hermitiennes ces aberrations pour pouvoir corriger au mieux la moitié de la zone de correction du (seul) miroir déformable que je simule.

#### IV.2.1.1 Aire corrigée divisée par deux et limitation du niveau de correction

Sous ces hypothèses, je ferme la boucle de correction commandée par la SCC. Elle converge dans tous les cas – différents niveaux du défaut d'amplitude et différentes DSP – en 2 ou 3 itérations car la lumière est monochromatique (cf. paragraphe IV.2.2) et  $\gamma = 1000$  (cf. paragraphe IV.1.1). Les images après correction pour 0 % (1<sup>ère</sup> colonne) ; 0,1 % (2<sup>ème</sup> colonne) et 1 % (3<sup>ème</sup> colonne) rms d'aberrations d'amplitude et deux lois de puissance différentes –  $f^0$  et  $f^{-3}$  sur les 1<sup>ère</sup> et 2<sup>ème</sup> lignes – sont présentées sur la figure IV.2.1. L'effet caractéristique des aberrations d'amplitude – réduction par 2 de l'aire corrigée – est visible sur les 2<sup>ème</sup> (0,1 % rms) et 3<sup>ème</sup> (1 % rms) colonnes. Ces images mettent également en évidence l'importance de la densité

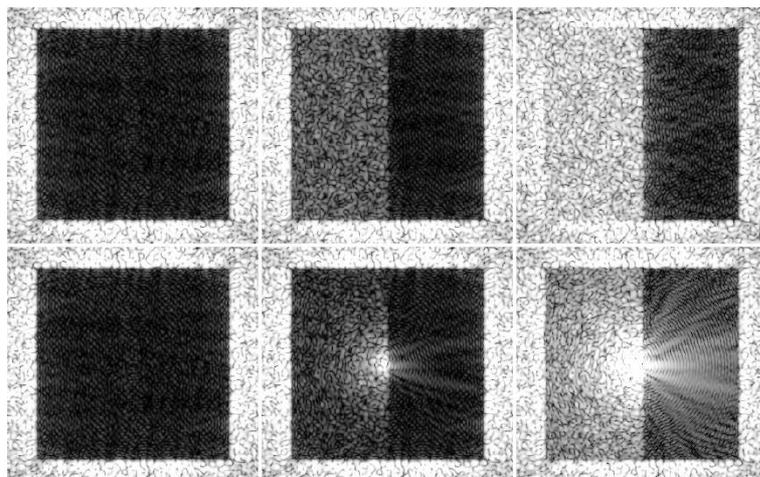


FIG. IV.2.1 – Images interférentielles après convergence (itération 4) pour différents niveaux d'aberrations d'amplitude – 0 % (1<sup>ère</sup> colonne) ; 0,1 % (2<sup>ème</sup> colonne) et 1 % (3<sup>ème</sup> colonne) – et plusieurs lois de puissance pour la DSP :  $f^0$  (1<sup>ère</sup> ligne) et  $f^{-3}$  (2<sup>ème</sup> ligne). La même échelle de gris, logarithmique, est utilisée pour toutes les images. Le coronographe est parfait, la lumière est monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ), le miroir déformable possède 64x64 actionneurs, le rapport des diamètres de pupille  $\gamma$  est égal à 1000 et les aberrations de phase sont fixées à 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ .

spectrale de puissance des aberrations. À niveau intégré équivalent (sur une colonne de la figure), si les basses fréquences spatiales concentrent plus d'énergie (DSP en  $f^{-3}$ ), les tavelures non corrigées – partie gauche de l'image – et près du centre de l'image diffractent une part importante de leur énergie dans la moitié corrigée du champ, ce qui limite considérablement les performances. Finalement, ces images montrent, comme nous nous y attendons, que plus les aberrations sont grandes, plus elles limitent la détection, effet visible sur la figure IV.2.2 où je trace les détections à  $5\sigma$ <sup>59</sup> dans les images interférentielles après convergence (itération 4) en fonction de la séparation angulaire en  $\lambda_0/D$ . Chaque combinaison de couleur et style de ligne correspond à un niveau de défaut : 0 % en trait continu noir, 0,1 % en pointillés rouges, 0,5 % en tirets verts, 1 % en trait mixte bleu foncé et 5 % en trait mixte bleu clair à trois tirets. Chaque graphique est associé à une DSP :  $f^0$  en haut à gauche,  $f^{-1}$  en haut à droite,  $f^{-2}$  en bas à gauche et  $f^{-3}$  en bas à droite. La courbe en trait plein rouge donne le niveau de la détection à  $5\sigma$  dans l'image coronographique sans correction pour l'aberration d'amplitude la plus grande (5 %).

### Pour une loi de puissance donnée

Comme je l'ai évoqué ci-dessus, le résidu après convergence de la boucle est principalement dû à la lumière diffractée par les tavelures non corrigées qui se trouvent près du centre de l'image. Or, si nous considérons que l'aberration de phase (20 nm rms) est suffisamment corrigée pour être négligée, le résidu de correction côté non corrigé est proportionnel à  $|\mathcal{F}[a]|^2$  (Eq. I.2.8). Ceci explique que, pour une loi de puissance donnée (un des quatre graphiques), le niveau de correction augmente comme le carré du défaut d'amplitude.

<sup>59</sup>Pour déterminer ces détections à  $5\sigma$ , je calcule l'écart-type azimuthal  $\sigma(\rho)$  de l'intensité à la distance angulaire  $\rho$  (Eq. I.2.11) en ne considérant que les pixels se trouvant dans le demi-plan où phase et amplitude sont corrigées.

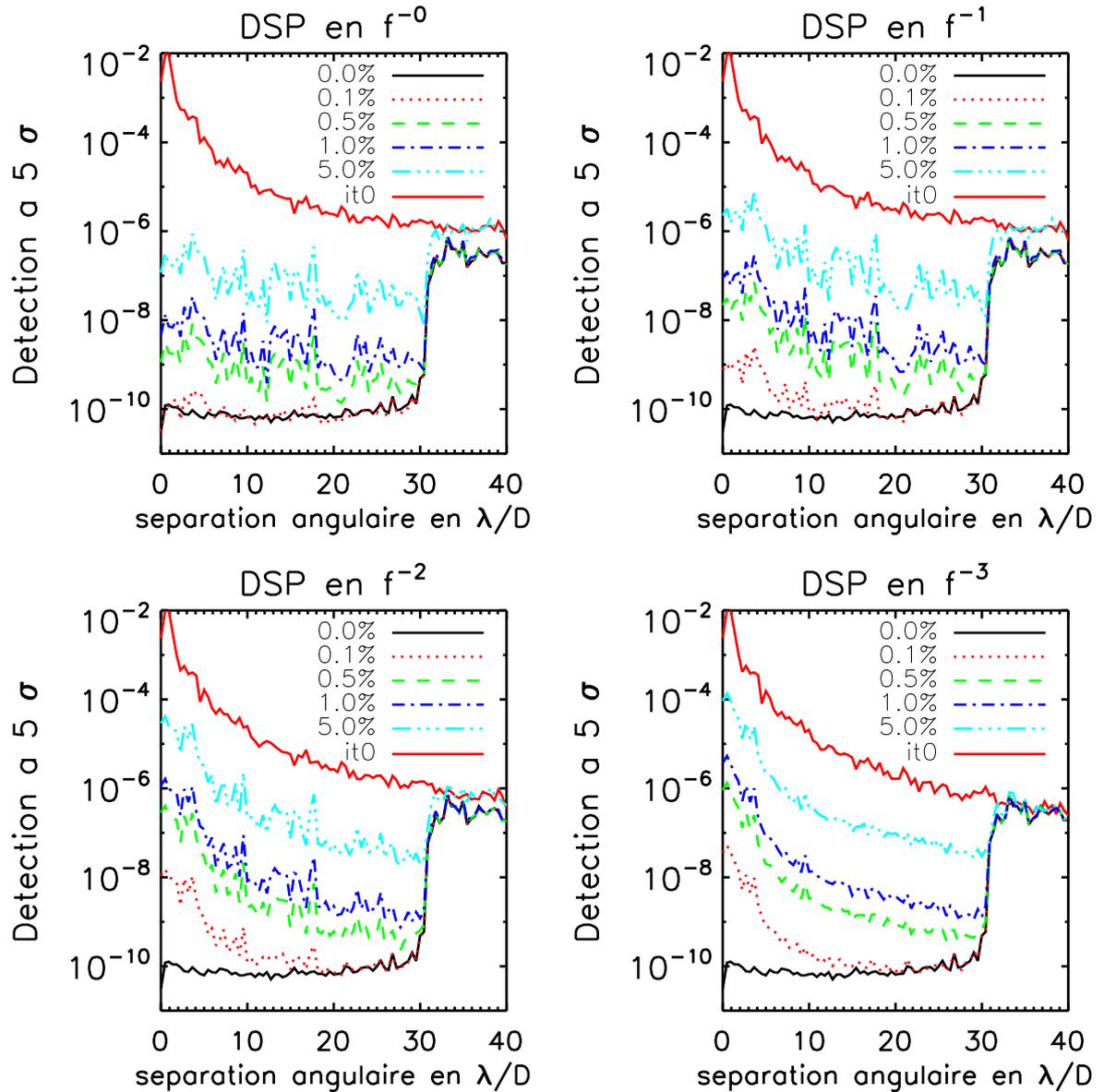


FIG. IV.2.2 – Détection à  $5\sigma$  de l'image interférentielle après convergence (itération 4) en fonction de la séparation angulaire en  $\lambda_0/D$  pour plusieurs niveaux d'aberrations d'amplitude (code de couleurs et de styles de lignes). La DSP de ces aberrations est en  $f^0$  (en haut à gauche),  $f^{-1}$  (en haut à droite),  $f^{-2}$  (en bas à gauche) et  $f^{-3}$  (en bas à droite) où  $f$  est la fréquence spatiale. La courbe en trait plein rouge donne le niveau du résidu coronographique sans correction (itération 0) pour 5% rms d'aberrations d'amplitude. La lumière est monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ), le miroir déformable possède 64x64 actionneurs, le rapport des diamètres de pupille  $\gamma$  est égal à 1000 et les aberrations de phase sont fixées à 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ .

### Impact de la densité spectrale de puissance

Pour déterminer l'impact de la densité spectrale de puissance, je définis chaque DSP  $S_i$ , où  $i$  désigne l'opposé de la puissance de la loi, comme suit :

$$\begin{aligned} S_0(\vec{f}) &= s_0 \\ S_1(\vec{f}) &= \frac{s_1}{f} \\ S_2(\vec{f}) &= \frac{s_2}{f^2} \\ S_3(\vec{f}) &= \frac{s_3}{f^3} \end{aligned} \tag{IV.2.1}$$

où  $f = \|\vec{f}\|$  est la fréquence spatiale et les  $s_i$  sont des constantes réelles. Si je fixe le niveau du défaut à une variance  $\sigma^2(a)$  pour chacune des DSP, j'obtiens

$$\sigma^2(a) = 2\pi \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S_i f \, df \quad \Rightarrow \quad \sigma^2(a) = \begin{cases} \pi s_0 (f_{\max}^2 - f_{\min}^2) \\ 2\pi s_1 (f_{\max} - f_{\min}) \\ 2\pi s_2 \ln\left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}}\right) \\ 2\pi s_3 \left(\frac{1}{f_{\min}} - \frac{1}{f_{\max}}\right) \end{cases}, \tag{IV.2.2}$$

avec  $f_{\min}$  et  $f_{\max}$  les fréquences minimales et maximales que j'utilise dans mes simulations pour calculer les aberrations, autrement dit  $f_{\min} = 1/4$  et  $f_{\max} = 64$ . L'application numérique donne

$$\begin{cases} \frac{s_1}{s_0} \simeq 32 \\ \frac{s_2}{s_0} \simeq 369 \\ \frac{s_3}{s_0} \simeq 514 \end{cases}, \tag{IV.2.3}$$

rapports qui correspondent sensiblement à ceux observés entre les courbes de la figure IV.2.2 – courbes de même couleur sur les différents graphiques. Ceci est un argument pour affirmer que ce sont les tavelures non corrigées qui diffractent de l'énergie dans la zone corrigée et limitent la détection.

#### IV.2.1.2 Mais la SCC estime correctement les aberrations d'amplitude

En n'utilisant qu'un seul miroir déformable, en présence d'aberrations de phase et d'amplitude, seule une moitié de sa zone d'influence dans le plan focal peut être corrigée et l'image finale est dominée par la lumière diffractée par les tavelures non corrigées proches du centre optique. Comme les performances de la SCC sont limitées par ces tavelures d'après les figures IV.2.1 et IV.2.2, je peux affirmer qu'au moins jusqu'à des niveaux de correction de l'ordre de  $10^{-10}$  en contraste (en plan focal), la SCC mesure correctement les aberrations de phase et d'amplitude. Les seuls moyens d'améliorer la correction sont alors :

- d'utiliser un deuxième miroir déformable – conjugué avec un plan focal et non avec un plan pupille comme le premier – pour corriger les aberrations d'amplitude et ne pas être soumis à la réduction de la zone de correction ;
- d'apodiser la pupille pour que la diffraction des tavelures non corrigées ne s'étendent pas aussi loin dans la zone d'intérêt.

La première des solutions peut poser un problème d'encombrement et de complexification du chemin optique ; elle a de plus un coût. La deuxième solution, l'apodisation de pupille, est soumise aux inconvénients des techniques classiques d'apodisation (Kasdin *et al.*, 2003; Vanderbei *et al.*, 2003; Kasdin *et al.*, 2005) – faible transmission du flux et augmentation de la séparation minimum de détection (*inner working angle* en anglais) – ou à ceux du *phase-induced amplitude apodization* (Guyon *et al.*, 2005; Pluzhnik *et al.*, 2006) – difficultés technologiques de construction et distorsion des sources hors-axe (les planètes). Il serait tout de même intéressant de trouver un compromis, et de pouvoir aposiser le faisceau pour améliorer le contraste final.

## IV.2.2 Impact du chromatisme

Dans l'image interférentielle fournie par la *self-coherent camera*, l'intensité des tavelures est modulée par des franges d'interférence de type Fizeau. Si la lumière n'est pas monochromatique, un phénomène de brouillage dégrade le contraste des franges et par là, le codage des tavelures ; les aberrations ne sont plus estimées correctement. Dans ce chapitre, j'optimise le facteur chromatique pour éviter à la boucle de correction de diverger (paragraphe IV.2.2.1). Je mets en exergue la limitation du champ de correction (paragraphe IV.2.2.2) en fonction du chromatisme ; puis, je montre l'effet néfaste du chromatisme sur les performances de la SCC (paragraphe IV.2.2.3). Dans le dernier paragraphe (IV.2.2.4), je décris le compensateur chromatique de Wynne (1979) qui permet de retrouver des performances proches des performances en lumière monochromatique.

Les valeurs des paramètres variants d'une simulation à l'autre sont rassemblées dans le tableau IV.2.1. Dans toutes ces simulations, l'écart-type du défaut de phase utilisé est 20 nm rms et sa DSP varie en  $f^{-3}$  où  $f$  est la fréquence spatiale. Les erreurs d'amplitude sont nulles. Le paramètre  $\gamma$  est fixé à 1000 pour limiter l'influence des zéros de la référence (paragraphe IV.1.1.2). Le bruit de photons n'est pas pris en compte.

paramètre \ paragraphe	IV.2.2.1	IV.2.2.2	IV.2.2.3
$R_\lambda$	20	20, 40, 100 et $\infty$	16 à $\infty$
$N_{\text{act}}$	32	16, 32 et 64	16, 32 et 64

TAB. IV.2.1 – Hypothèses des simulations de chaque sous-paragraphe du paragraphe IV.2.2. La signification des notations est donnée dans le tableau III.1.1 à la page 86.

### IV.2.2.1 Estimateur polychromatique : régularisation du pauvre

En lumière polychromatique, j'ai expliqué au paragraphe III.2.1.2 que les franges se brouillent « plus vite » que les tavelures ne se dispersent. J'en ai déduit l'estimateur des aberrations en

lumière polychromatique (Eq. III.2.17)

$$a_{\text{est}}(\vec{u}) + i\phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R}\lambda}(\vec{\alpha})} \right] (\vec{u}), \quad (\text{IV.2.4})$$

en introduisant le facteur chromatique  $F_{\text{R}\lambda} = F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}$  (Eq. III.2.11) dont l'expression est

$$F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}(\vec{\alpha}) = \int_{\text{R}\lambda} \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda}\right) d\lambda,$$

et qui se simplifie si la largeur de la bande spectrale n'est pas trop grande ( $\text{R}\lambda \gg 1$ ) :

$$\begin{aligned} F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}(\vec{\alpha}) &\simeq \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right) \int_{-1/(2\text{R}\lambda)}^{1/(2\text{R}\lambda)} \exp\left(-\frac{2iz\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right) dz \\ \Rightarrow F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}(\vec{\alpha}) &\simeq \frac{\lambda_0}{\text{R}\lambda} \exp\left(\frac{2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0}{\lambda_0\text{R}\lambda}\right), \end{aligned} \quad (\text{IV.2.5})$$

avec  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$  la fonction sinus cardinal et  $\exp(2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0/\lambda_0)$  qui traduit le centrage du pic  $\mathcal{F}^{-1}[I_-]$  en  $(-1/\lambda_0\vec{\xi}_0)$ . Malheureusement le facteur  $F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}$  ne permet pas de compenser le brouillage des franges<sup>60</sup> qui a lieu au-delà de la séparation angulaire  $\alpha_{\text{B}}$  qui correspond au décalage d'un demi-interfrange des systèmes de franges des longueurs d'onde extrêmes de la bande spectrale, c'est-à-dire pour  $\alpha$  tel que

$$\|\vec{\alpha}\| \|\vec{\xi}_0\| \gtrsim \alpha_{\text{B}} \xi_0 \quad \text{avec} \quad \boxed{\alpha_{\text{B}} \xi_0 = \text{R}\lambda \lambda_0/2} \quad . \quad (\text{IV.2.6})$$

Dans ce cas, les tavelures ne sont pas codées et l'information sur les erreurs du front d'onde aux fréquences spatiales correspondantes ne peut pas être estimée. Si le brouillage se produit à l'intérieur de la zone de correction<sup>61</sup>

$$\alpha_{\text{B}} \lesssim \sqrt{2} \frac{N_{\text{act}}}{2} \frac{\lambda_0}{D} \quad \Rightarrow \quad \text{R}\lambda \lesssim N_{\text{act}} \sqrt{2} \frac{\xi_0}{D}, \quad (\text{IV.2.7})$$

la boucle commandée par l'estimateur polychromatique (Eq. IV.2.4) diverge car les tavelures au-delà de  $\alpha_{\text{B}}$  sont amplifiées à chaque itération. Pour éviter cet effet néfaste, je propose d'utiliser un facteur chromatique  $F_{\text{R}\lambda} = F_i$  différent du facteur théorique  $F_{\text{R}\lambda}^{\text{th}}$  et qui permet d'atténuer l'impact des aberrations mal estimées. Sur la figure IV.2.3, je trace l'énergie résiduelle dans la zone de correction effective – lieux où les franges sur les tavelures ne sont pas brouillées, voir paragraphe IV.2.2.2 – en fonction du nombre d'itérations de la boucle pour cinq facteurs

---

<sup>60</sup>Notez que le brouillage des franges n'existe que dans la direction orthogonale aux franges car  $\vec{\alpha}\cdot\vec{\xi}_0$  est un produit vectoriel.

<sup>61</sup>Le facteur  $\sqrt{2}$  prend en compte la forme carré de la zone de correction.

chromatiques différents  $F_i$  :

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \frac{1}{F_{R_\lambda}^{\text{th}}} \\
 F_2 &= F_{R_\lambda}^{\text{th}} \\
 F_3 &= \frac{1}{F_{R_\lambda}^{\text{th}*}} \\
 F_4 &= 1 \quad \text{aucun facteur} \\
 \frac{1}{F_5} &= \begin{cases} 1 & \text{si } \text{sinc}\left(\frac{\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda_0 R_\lambda}\right) \geq 0 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{IV.2.8}$$

Les hypothèses principales de cette simulation sont détaillées dans le tableau IV.2.1 et l'introduc-

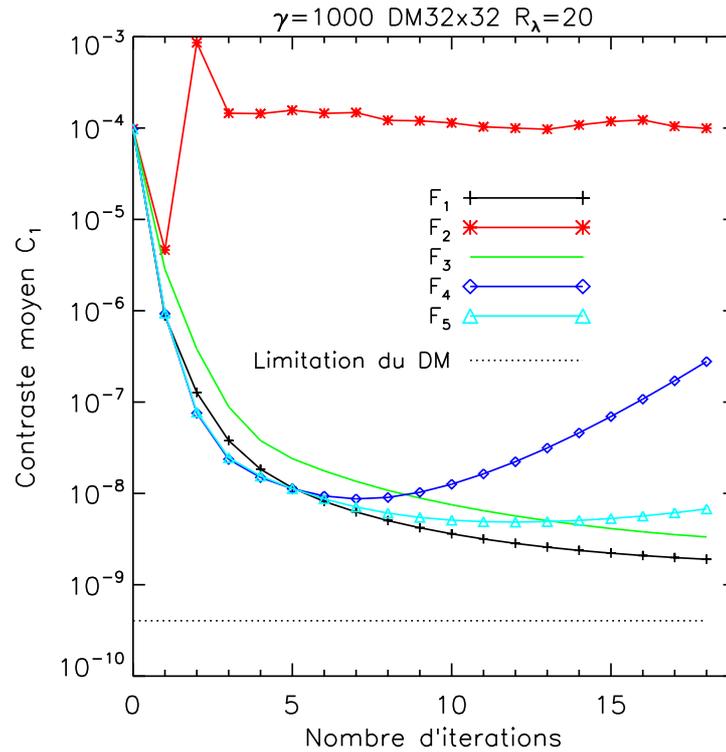


FIG. IV.2.3 – Énergie résiduelle  $C_1$  moyennée dans la zone de correction en fonction du nombre d'itérations pour différents facteurs chromatiques :  $F_1 = 1/F_{R_\lambda}^{\text{th}}$  (plus noirs),  $F_2 = F_{R_\lambda}^{\text{th}}$  (étoiles rouges),  $F_3 = 1/F_{R_\lambda}^{\text{th}*}$  (trait continu vert),  $F_4 = 1$  (diamants bleu foncé) et  $F_5 = 1$  si  $\text{sinc}\left(\frac{\pi \vec{\alpha} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda_0 R_\lambda}\right) \geq 0$  (triangles bleu clair). La résolution spectrale de la bande passante est  $R_\lambda = 20$ , le miroir déformable possède 32x32 actionneurs,  $\gamma = D/D_R = 1000$ , le coronographe est parfait et le défaut de phase est fixé à 20 nm rms. La limite intrinsèque du miroir déformable est tracée en pointillés.

tion du chapitre :  $R_\lambda = 20$ ,  $\gamma = 1000$ , miroir déformable 32x32 et défaut de phase de 20 nm rms. Sous ces hypothèses, les franges se brouillent à l'intérieur de la zone de correction et la boucle reste inefficace si le facteur chromatique égale le facteur théorique  $F_2 = F_{R_\lambda}^{\text{th}}$  (étoiles rouges). Sans facteur chromatique ( $F_4$ , diamants bleu foncé) – donc avec l'estimateur monochromatique – ou en réduisant l'ensemble des fréquences spatiales estimées ( $F_5$ , triangles bleu clair), la boucle converge pendant quelques itérations mais n'est pas suffisamment stabilisée. Cette stabilisation est atteinte si l'impact des fréquences spatiales mal estimées – franges brouillées – est régulé et atténué, ce que les facteurs  $F_1$  (plus noirs) et  $F_3$  (trait continu vert) font. **Dans toute la suite, j'utilise le facteur chromatique  $F_1 = 1/F_{R_\lambda}^{\text{th}}$  pour lequel la correction est meilleure.** Ce facteur correspond à une régularisation des aberrations estimées puisqu'il minimise l'estimation de certaines fréquences spatiales. Des estimateurs plus fins peuvent certainement être développés.

#### IV.2.2.2 Limitation du champ d'observation

L'utilisation de ce nouveau facteur chromatique stabilise la boucle mais ne permet pas de corriger les tavelures non codées, c'est-à-dire, en première approximation, au-delà de la distance de brouillage des franges  $\alpha_B$  (Eq. IV.2.6) dans la direction orthogonale à celle des franges. Ceci est visible sur la première ligne de la figure IV.2.4 qui présente les images interférentielles à l'itération 19 pour plusieurs largeurs spectrales. Sur chaque image, je surperpose le cercle de rayon  $\alpha_B$ . Par la suite j'appelle « zone de correction effective » la partie de la zone de correction du

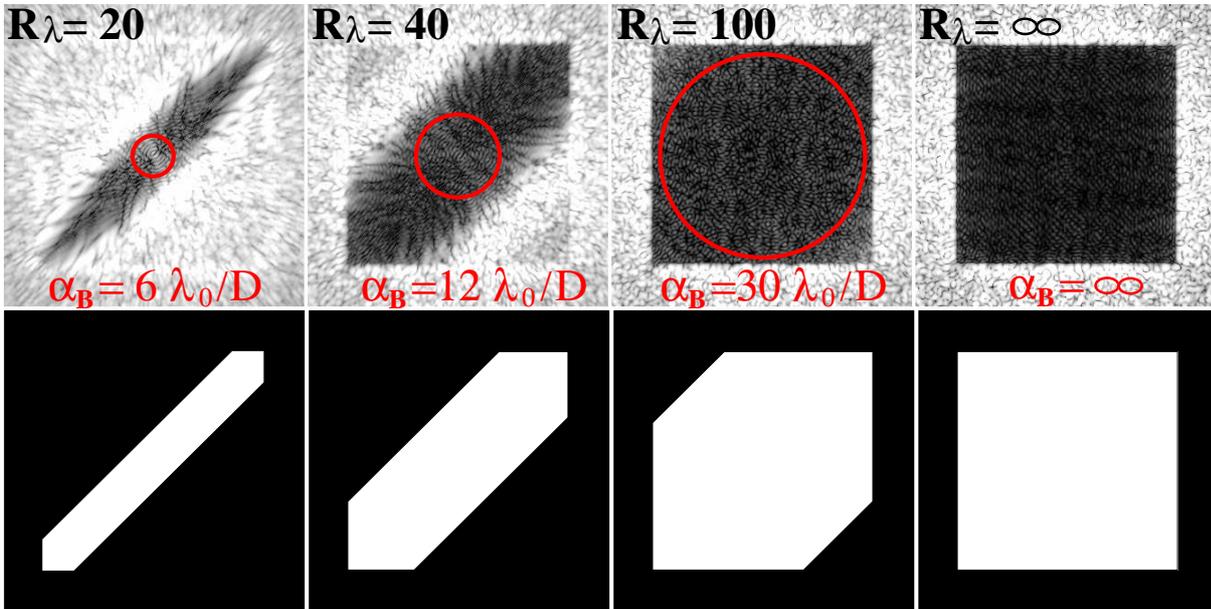


FIG. IV.2.4 – 1<sup>ère</sup> ligne : images interférentielles après 19 itérations de la boucle de correction en lumière polychromatique pour  $R_\lambda$  égale, de gauche à droite, à 20, 40, 100 et  $\infty$ . Le miroir déformable possède 64x64 actionneurs, le rapport des diamètres de pupille  $\gamma = D/D_R$  est égal à 1000 et les aberrations de phase sont fixées à 20 nm rms avec une DSP en  $f^{-3}$ . Le cercle de rayon  $\alpha_B$  (Eq. IV.2.6) est surperposé à chaque image. Le coronographe est parfait. 2<sup>ème</sup> ligne : zones de correction effective correspondant aux images de la première ligne et utilisées pour calculer l'énergie résiduelle moyenne.

miroir déformable  $- [-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] \times [-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] (\lambda_0/D)^2$  sans aberrations d'amplitude ou  $[0, N_{\text{act}}/2] \times [-N_{\text{act}}/2, N_{\text{act}}/2] (\lambda_0/D)^2$  dans le cas contraire – où les franges sur les tavelures ne sont pas brouillées ( $\alpha \cdot \xi_0 \gtrsim \alpha_B \cdot \xi_0$ , Eq. IV.2.6). Cette zone est tracée sous chacune des images de la figure IV.2.4.

Pour que le champ de vue ne soit pas réduit, il faut que le brouillage n'ait pas lieu dans la zone de correction du miroir déformable. Je calcule alors, pour chaque taille de miroir, la résolution spectrale minimale  $R_{\lambda \text{ min}} = N_{\text{act}} \sqrt{2} \xi_0/D$  (Eq. IV.2.7) pour que le champ de vue soit maximum :

$$R_{\lambda \text{ min}} \simeq \begin{cases} 37 & \text{pour un } 16 \times 16 \\ 75 & \text{pour un } 32 \times 32 \\ 149 & \text{pour un } 64 \times 64 \end{cases}, \quad (\text{IV.2.9})$$

avec une séparation  $\xi_0/D \simeq 1,65$  suffisante pour séparer les pics de corrélation de l'image interférentielle (Eq. III.2.5). J'ai supposé  $\gamma = D/D_R$  grand. Finalement, si  $R_\lambda > R_{\lambda \text{ min}}$ , je m'attends à ce que les performances de correction soient similaires à celles obtenues en lumière monochromatique, ce que je vérifie dans le prochain paragraphe.

### IV.2.2.3 Performances en lumière polychromatique

Dans un premier temps, sous les hypothèses données dans le tableau IV.2.1 et l'introduction de ce chapitre, je trace sur la figure IV.2.5 l'énergie résiduelle  $C_1$  moyennée dans la zone de correction effective en fonction du nombre d'itérations pour différentes résolutions spectrales (code de couleurs et de styles de points) et plusieurs nombres d'actionneurs – 16x16 en haut à gauche, 32x32 en haut à droite et 64x64 en bas. En lumière monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ , diamants bleus), la limitation intrinsèque  $C_{1, \text{DM}}$  du miroir déformable – paragraphe I.2.4.3.3 – est atteinte en deux ou trois itérations. Pour une taille fixée de miroir déformable (un des trois graphiques), quand la largeur de la bande spectrale augmente ( $R_\lambda$  diminue), la vitesse de convergence diminue. Ce ralentissement est dû d'une part, aux tavelures dont les franges sont brouillées et qui ne peuvent pas être corrigées et d'autre part, à la variation du niveau des aberrations de phase ( $\phi_\lambda = \phi_{\lambda_0} \lambda_0/\lambda$ , cf. paragraphe III.3.1.2.1) que l'estimateur ne prend pas en compte. Ce dernier point signifie que les aberrations sont surestimées pour les longueurs d'onde plus grandes que  $\lambda_0$  et sous-estimées pour les plus courtes  $\lambda < \lambda_0$ , ce qui finalement ajoute un gain légèrement différent de 1 sur le chemin optique estimé.

Je fixe une résolution spectrale, par exemple  $R_\lambda = 40$  (étoiles rouges sur les trois graphiques). Dans ce cas, plus le nombre d'actionneurs augmente, plus la convergence est lente car de plus en plus de tavelures non corrigées – dont les franges sont brouillées – se trouvent dans la zone de correction du miroir déformable. Il arrive même, comme dans le cas  $R_\lambda = 16$ , que la boucle converge avec un petit miroir déformable (16x16) et diverge avec un plus grand (64x64). Pour savoir jusqu'à quelle valeur la bande spectrale peut être élargie sans que la boucle de correction diverge, je trace sur la figure IV.2.6 l'énergie résiduelle  $C_1$  dans la zone de correction effective à l'itération 19 en fonction de  $R_\lambda$  pour les trois miroirs déformables : 16x16 (plus noirs), 32x32 (étoiles rouges) et 64x64 (diamants verts). Je précise les niveaux des limites intrinsèques de chaque miroir en pointillés et ces mêmes niveaux multipliés par un facteur 3 – arbitraire – en tirets. Chaque couleur est associée à une taille de miroir déformable. Les résultats précédents sont de nouveau mis en évidence :

- en lumière quasi-monochromatique, la correction converge vers la limite intrinsèque du miroir déformable ;
- plus la bande spectrale est large ( $R_\lambda$  diminue), plus la correction est limitée ;

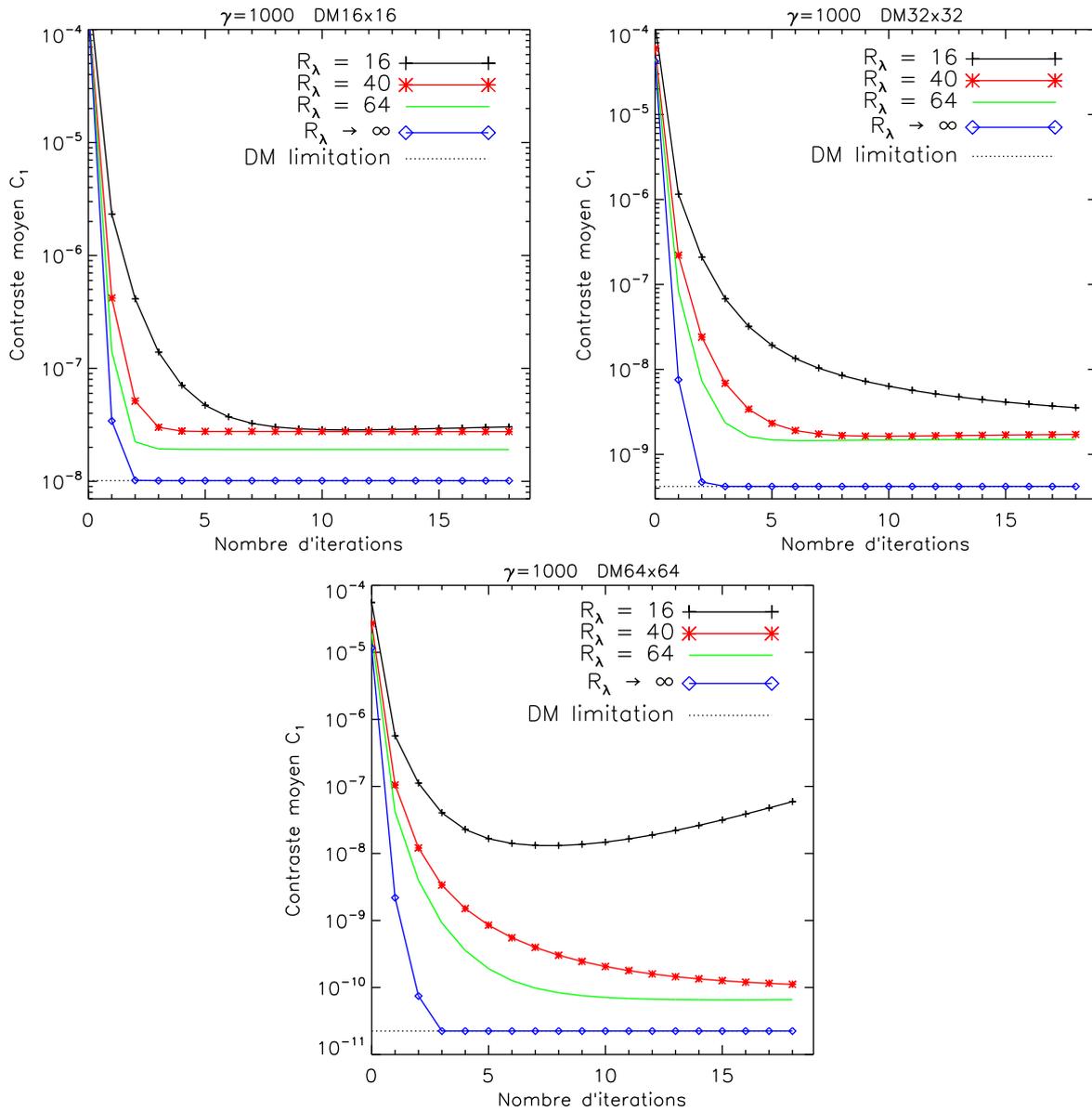


FIG. IV.2.5 – Énergie résiduelle  $C_1$  moyennée dans la zone de correction effective en fonction du nombre d'itérations pour différentes résolutions spectrales :  $R_\lambda$  est égale à 16 (plus noirs), 40 (étoiles rouges), 64 (trait continu vert) et  $\infty$  (diamants bleus). Chaque graphique correspond à un nombre d'actionneurs : 16x16 en haut à gauche, 32x32 en haut à droite et 64x64 en bas. Les lignes en traits pointillés donnent les limites de chacun de ces miroirs. Le coronographe est supposé parfait et le rapport des diamètres des pupilles est fixé à  $\gamma = D/D_R = 1000$ . Les échelles logarithmiques des ordonnées sont différentes sur chacun des graphiques !

- pour les bandes spectrales larges ( $R_\lambda \leq 20$ ), la correction avec 64x64 actionneurs diverge tandis que celles avec 16x16 et 32x32 ne divergent pas.

Et je déduis aussi à partir de quelle résolution spectrale  $R_{\lambda_{\min \text{conv}}}$  la boucle commandée par la *self-coherent camera* converge vers un niveau inférieur à 3 fois la limite intrinsèque du miroir

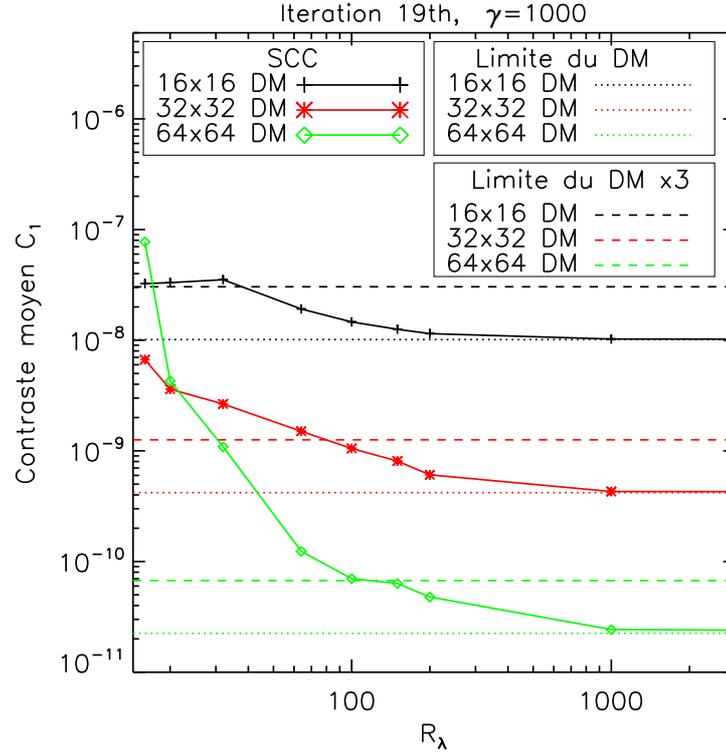


FIG. IV.2.6 – Énergie résiduelle  $C_1$  moyennée dans la zone de correction effective à l'itération 19 en fonction de la résolution spectrale pour trois tailles de miroir déformable : 16x16 (plus noirs), 32x32 (étoiles rouges) et 64x64 (diamants verts). Les pointillés précisent les limites intrinsèques de chaque miroir et les tirets, ces mêmes limites multipliées par 3. À chaque DM correspond une couleur. La variance du défaut de phase est 20 nm rms et  $\gamma = D/D_R = 1000$ .

déformable (le facteur 3 est arbitraire mais correspond à une perte *raisonnable* de performances) :

$$R_{\lambda \text{ min conv}} \simeq \begin{cases} 35 & \text{pour un 16x16} \\ 70 & \text{pour un 32x32} \\ 150 & \text{pour un 64x64} \end{cases} \quad (\text{IV.2.10})$$

Ces valeurs correspondent aux résolutions spectrales  $R_{\lambda \text{ min}}$  en deçà desquelles les franges sont brouillées à l'intérieur de la zone de correction (Eq. IV.2.9).

D'après les conclusions des derniers paragraphes, la *self-coherent camera* seule doit être utilisée avec des bandes spectrales très fines pour ne pas diminuer le champ de vue sur l'image et ne pas dégrader les performances de la correction. Mais, travailler avec des bandes spectrales fines ( $R_\lambda \simeq 100$ , largeur de  $\sim 1\%$ ) signifie réduire les flux lumineux et utiliser des temps de pose suffisamment longs pour que le bruit de photons ne domine pas les images. Or, plus le temps de pose est long, moins l'hypothèse des tavelures statiques faite jusqu'ici est vérifiée et moins

l'estimateur des aberrations de l'Eq. IV.2.4 est précis. D'autre part, pour réaliser un spectre de la planète, la bande spectrale d'origine – celle que l'on disperse – doit être large. Il est donc indispensable d'achromatiser la *self-coherent camera*. Deux solutions sont envisageables :

- superposer tous les systèmes de franges dans le plan du détecteur en modifiant la dépendance en longueur d'onde de l'interfrange ;
- séparer les systèmes de franges en découpant la bande spectrale en bandes plus étroites  $R_\lambda \sim 100$ .

La deuxième solution peut certainement être mise en place en associant la SCC à un spectromètre à intégrale de champ (IFS pour *integral field spectrometer*) de résolution modeste  $R_\lambda \simeq 100-150$ . Je n'ai pas eu le temps de développer l'algorithme de reconstruction des aberrations du front d'onde à partir des images des différents canaux spectraux mais rien *a priori* n'empêche une telle association tant que l'échantillonnage des images est suffisant (environ 5 pixels par  $\lambda_0/D$ ). Cette solution est d'ailleurs très intéressante car elle répond au problème du chromatisme de la SCC en utilisant un IFS, pièce clef des futurs instruments de détection directe des exoplanètes. Des études seront engagées très prochainement. En ce qui concerne la première solution, il est possible d'utiliser un compensateur de Wynne (1979) comme je l'explique au prochain paragraphe.

#### IV.2.2.4 Le compensateur de Wynne

Une des limitations de la technique d'interférométrie des tavelures (Labeyrie, 1970) est la dispersion des tavelures avec la longueur d'onde – leur séparation au centre de l'image est proportionnelle à  $\lambda$  – et, pour compenser cette dispersion, Wynne (1979) a proposé le compensateur chromatique qui porte son nom. Cet instrument afocal (schéma du haut sur la figure IV.2.7), constitué de deux triplets de lentilles polies dans deux matériaux dont les indices de réfraction varient différemment sur la bande spectrale considérée, agrandit le faisceau incident d'un facteur qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ . Les grandissements dépendent des indices des matériaux – notés  $n_1$  et  $n_2$  –, des rayons de courbure –  $r_1$  et  $r_2$  – et de la distance  $d$  entre les triplets. En :

- choisissant les bons matériaux pour que  $\Delta n = n_1 - n_2$  évolue le plus linéairement possible avec la longueur d'onde ;
- fixant des rayons de courbures identiques<sup>62</sup>,  $r_1 = r_2 = r$  ;
- écartant les triplets d'une distance  $d = K r/2$  avec  $K^{-1} = \lambda_0 \left( \frac{d\Delta n}{d\lambda} \right)_{\text{moyen}}$  ;

il est possible de créer un grandissement proportionnel à la longueur d'onde de telle sorte que la taille de la tache de diffraction  $\lambda/D(\lambda)$  soit constante sur l'intervalle considéré de longueurs d'onde : il n'y a plus dispersion.

Ce compensateur de Wynne optimisé, associé à la *self-coherent camera* (schéma du bas de la figure), permet de compenser la dispersion des tavelures – même taille de tache de diffraction  $\lambda/D(\lambda) \simeq \lambda_0/D$  sur toute la bande spectrale – et le brouillage des franges – l'interfrange est  $\lambda/\xi_\lambda \simeq \lambda_0/\xi_0$  pour tout  $\lambda$ . Si le grandissement était exactement proportionnel à la longueur d'onde, les systèmes de franges d'interférence seraient parfaitement superposés, toutes les tavelures seraient correctement codées et les performances de l'instrument SCC-Wynne seraient celles de la SCC travaillant en lumière monochromatique. Dans la pratique, le compensateur de Wynne n'est pas parfait et ses performances dépendent des paramètres cités ci-dessus et de la bande spectrale considérée. Pendant son stage de fin d'études qu'il a effectué dans notre équipe de novembre 2006 à avril 2007, Julien Totems a simulé, sous le logiciel Zemax, la formation des images interférentielles SCC (figure IV.2.8) sans (gauche) et avec (droite) compensateur de Wynne. Étant donné que seules les tailles caractéristiques  $\lambda/D(\lambda)$  et  $\lambda/\xi_\lambda$  nous intéressent, il n'a pas simulé

---

<sup>62</sup>Cette condition est à vérifier si nous voulons une tache de diffraction de largeur  $\lambda_0/D$  avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde centrale de la bande spectrale.

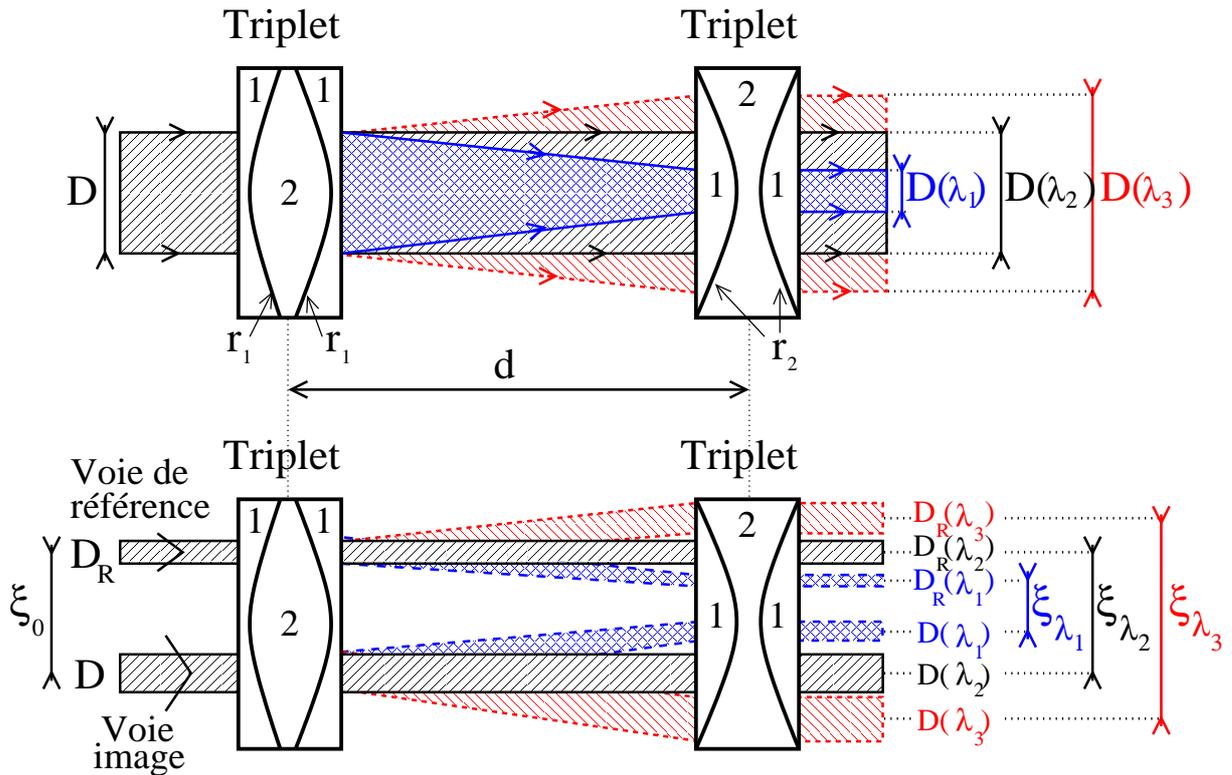


FIG. IV.2.7 – **Haut** : transformation d'un faisceau polychromatique collimaté de diamètre  $D$  à travers un compensateur de Wynne constitué de deux triplets de lentilles construites dans les matériaux 1 et 2 et éloignés d'une distance  $d$ . La deuxième lentille du 1<sup>er</sup> (respectivement 2<sup>ème</sup>) triplet est symétrique et de rayon de courbure  $r_1$  (respectivement  $r_2$ ). En sortie, les faisceaux sont collimatés mais leur taille dépend de la longueur d'onde  $D(\lambda)$ . **Bas** : utilisation d'un compensateur de Wynne avec les faisceaux image et de référence de la self-coherent camera. Les faisceaux chromatiques collimatés incidents, de diamètres  $D$  et  $D_R$  et séparés de  $\xi_0$ , sont dispersés par le compensateur qui les transforme en des doublets de faisceaux collimatés de diamètres  $D(\lambda)$  et  $D_R(\lambda)$  et séparés de  $\xi_\lambda$ .

de coronaphe. Il a optimisé les paramètres listés ci-dessus et a déterminé qu'en utilisant les verres N-SF15 et N-LAK14, un rayon de courbure  $r$  de 20 mm et une distance  $d$  de 420 mm, la taille de la tache de diffraction et l'interfrange varient de 0,7% entre 600 et 700 nm. Autrement dit, le compensateur de Wynne transforme une largeur spectrale  $R_\lambda$  de 6,5 en une largeur spectrale effective de  $\sim 140$ . Il est donc possible d'atteindre la limite intrinsèque de correction d'un miroir déformable de 64x64 actionneurs (Eq. IV.2.10), en le commandant *via* la SCC associée à ce compensateur de Wynne en lumière visible [600 nm, 700 nm].

D'après les recherches de Julien, il n'existe pas de matériaux permettant de construire un compensateur de Wynne ayant les mêmes performances –  $R_\lambda = 6,5$  transformée en  $R_\lambda \sim 140$  – et travaillant dans les longueurs d'onde de l'infrarouge proche. Dans ce domaine spectral, l'association de la *self-coherent camera* avec un spectromètre à intégrale de champ devrait répondre au problème du chromatisme de la SCC et des études restent à mener dans ce sens.

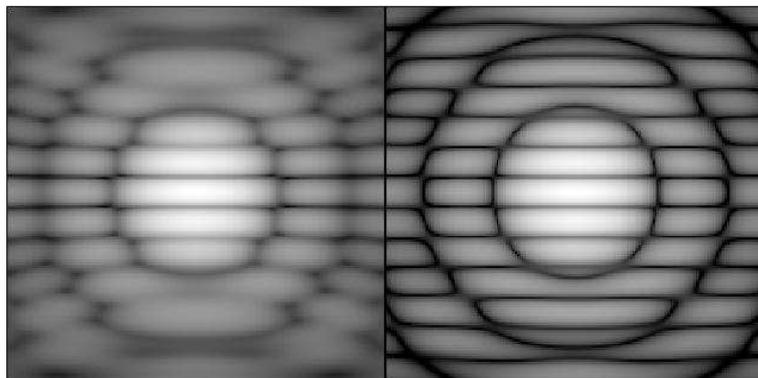


FIG. IV.2.8 – Images interférentielles SCC obtenues sans (gauche) et avec (droite) un compensateur de Wynne en lumière visible [600 nm, 700 nm]. Les triplets sont constitués des verres *N-SF15* et *N-LAK14*, les rayons de courbure  $r_1$  et  $r_2$  sont égaux à 20 mm et les triplets sont écartés de 420 mm. Aucun coronographe n'est présent dans la voie image. Avec le compensateur de Wynne, les largeurs des taches d'Airy sont égales à 0,7% près sur l'intervalle de longueur d'onde considéré. Images issues des simulations réalisées par Julien Totems sous le logiciel Zemax.

## Chapitre IV.3

# Analyseur de surface d'onde en longue pose

Jusqu'ici, j'utilise la *self-coherent camera* (SCC) en imposant des temps de pose plus courts que le temps d'évolution des tavelures – elles sont statiques. J'ai cependant montré au paragraphe III.2.5.1 que la SCC peut aussi être utilisée avec des images longues poses. L'objectif est alors d'estimer les aberrations statiques qui s'ajoutent aux aberrations dynamiques<sup>63</sup>. Je rappelle qu'au premier ordre, l'estimateur s'écrit (Eq. III.2.63)

$$a_{\text{est}}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R}_\lambda}(\vec{\alpha})} \right] (\vec{u}), \quad (\text{IV.3.1})$$

et qu'au deuxième ordre (Eq. III.2.64)

$$\underbrace{a(\vec{u}) + \frac{a^2(\vec{u}) - \phi^2(\vec{u})}{2} - \frac{\text{E}[a^2] - \text{E}[\phi^2]}{2}}_{\text{partie réelle}} + i \underbrace{\phi(\vec{u}) (1 + a(\vec{u}))}_{\text{partie imaginaire}} = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}} F_{\text{R}_\lambda}} \right] (\vec{u}), \quad (\text{IV.3.2})$$

d'où j'ai déduit l'estimateur (Eq. III.2.65)

$$\begin{cases} a_{\text{est},0}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est},0}(\vec{u}) = \exp\left(\frac{\sigma_{\text{dyn}}^2}{2}\right) \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R}_\lambda}(\vec{\alpha})} \right] (\vec{u}) \\ a_{\text{est}}(\vec{u}) = a_{\text{est},0}(\vec{u}) + \frac{\phi_{\text{est},0}^2(\vec{u}) - \text{E}[\phi_{\text{est},0}^2]}{2} \\ \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \phi_{\text{est},0}(\vec{u}) (1 - a_{\text{est}}(\vec{u})) \end{cases} . \quad (\text{IV.3.3})$$

Je vérifie numériquement la performance de ces estimateurs (paragraphe IV.3.2) en modélisant des images produites en longue pose par l'association de la *self-coherent camera* avec un coronographe parfait. Notez que la simulation que je présente est préliminaire. Par exemple, je ne prends pas en compte la forme de la densité spectrale du résidu dynamique de l'optique adaptative.

<sup>63</sup>Les aberrations dynamiques sont corrigées ou non par l'optique adaptative mais ne sont en tout état de cause pas estimées par la SCC car les franges qui codent leurs tavelures sont brouillées

Mon objectif est simplement de montrer l'efficacité des estimateurs en longue pose (Eq. IV.3.1 et IV.3.3) en présence de bruits de photons, d'aberrations dynamiques et d'aberrations statiques. Des études plus précises sont en cours de développement.

## IV.3.1 Hypothèses de la simulation

### IV.3.1.1 La self-coherent camera

Le rapport des diamètres de pupille dans la *self-coherent camera* est réglé à  $\gamma = D/D_R = 20$  et le coronographe est parfait. Un compensateur de Wynne (paragraphe IV.2.2.4) fournit un faisceau de largeur spectrale effective  $R_\lambda = 150$  (0,7%). Le niveau de flux dans la voie de référence est ajusté pour respecter la condition de quelques photons par pixel (Eq. III.2.38).

### IV.3.1.2 Les aberrations du faisceau

Pour simuler un temps de pose  $T = N t_c$  avec  $t_c$  le temps de vie des tavelures dynamiques, j'utilise l'hypothèse des longues poses décrite au paragraphe I.2.4.2 : je somme  $N$  images correspondant à  $N$  tirages aléatoires des aberrations dynamiques de phase  $\phi_{\text{dyn}, 1 \leq i \leq N}$  dont la densité spectrale de puissance (DSP) évolue en  $f^{-3}$  ( $f$  la fréquence spatiale, paragraphe I.2.4.2). Pour chaque image individuelle, j'ajoute aux aberrations dynamiques des aberrations statiques – donc, identiques pour toutes les images – de phase  $\phi$  (20 nm) et d'amplitude  $a$  (1%) communes aux voies image et de référence. Je considère également des aberrations statiques de phase  $\phi_{nc}$  (10 nm) présentes uniquement dans la voie de référence – aberrations différentielles. Les DSP des aberrations statiques évoluent toutes en  $f^{-3}$ . Enfin, je présume un mauvais centrage de  $0,05 \lambda_0/D$  (0,2 pixel) de l'image de référence au moment de l'estimation des aberrations (cf. paragraphe IV.1.2.1 pour l'influence du décentrage sur  $\bar{A}_R$ ).

Je simule les images obtenues – avant estimation des erreurs du front d'onde – pour différents temps de pose en modifiant le nombre  $N$  d'images interférentielles sommées.

## IV.3.2 Mesure des aberrations de phase et d'amplitude

Sous les hypothèses du paragraphe précédent, j'estime les aberrations du front d'onde – phase et amplitude – pour des temps de pose compris entre  $t_c$  ( $N = 1$  image) et  $1000 t_c$  ( $N = 1000$  images). Je trace sur la figure IV.3.1 les écarts-types relatifs  $\sigma[\phi_{\text{est}} - \phi]/\sigma[\phi]$  (diamants verts et triangles bleus) et  $\sigma[a_{\text{est}} - a]/\sigma[a]$  (croix noires et étoiles rouges) entre les grandeurs estimées et les aberrations statiques en fonction du nombre d'images utilisées pour simuler la longue pose ( $N = T/t_c$  avec  $T$  le temps de pose) et en fonction de l'estimateur utilisé : estimations au premier (Eq. IV.2.4) ou deuxième ordre (Eq. IV.3.3). Pour un temps de pose inférieur au temps d'évolution des aberrations dynamiques ( $N = 1$  et  $T = t_c$ ), toutes les tavelures sont frangées dans l'image interférentielle. Les aberrations estimées du front d'onde – phase et amplitude – sont alors une somme des aberrations statiques  $\phi$  et  $a$  et des aberrations dynamiques  $\phi_{\text{dyn}, 1}$ . L'erreur supérieure à 100% s'expliquent les niveaux identiques des aberrations dynamiques ( $\sigma(\phi_{\text{dyn}, 1}) \simeq 20$  nm) et statiques ( $\sigma(\phi) = 20$  nm). Pour un temps de pose infini, les tavelures dues aux aberrations dynamiques se moyennent, les franges qui les codent se brouillent et seuls les tavelures statiques restent frangées. Pour un temps de pose intermédiaire, la phase dynamique et le bruit de photons moyennés sur  $N$  images évoluent selon  $1/\sqrt{N}$  et l'estimation des aberrations statiques devrait s'améliorer selon la même loi. En utilisant un développement

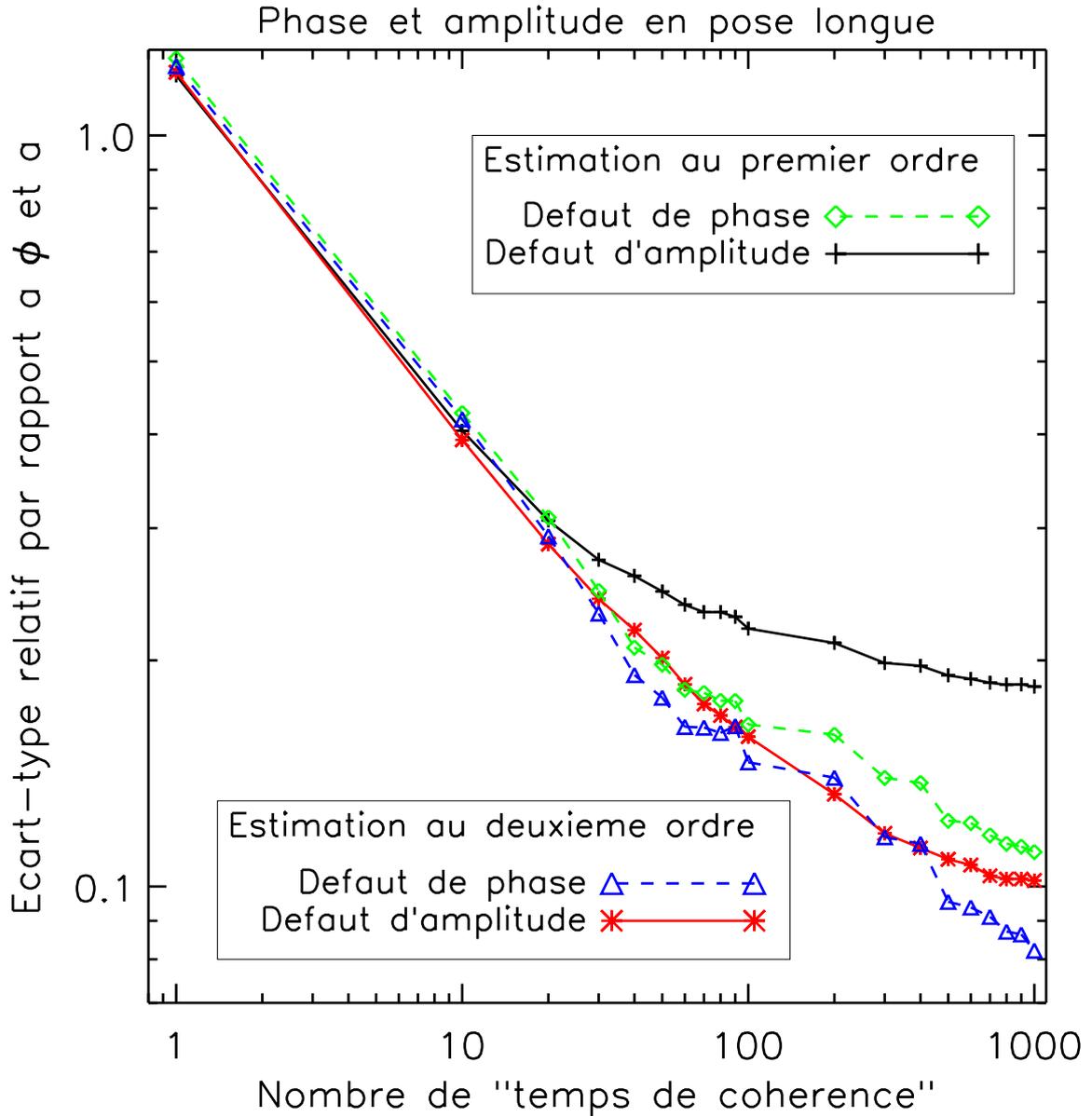


FIG. IV.3.1 – Écart-types relatifs  $\sigma[\phi_{\text{est}} - \phi]/\sigma[\phi]$  (diamants verts et triangles bleus) et  $\sigma[a_{\text{est}} - a]/\sigma[a]$  (croix noires et étoiles rouges) entre les grandeurs estimées et les aberrations statiques en fonction du nombre d'images utilisées pour simuler la longue pose ( $N = T/t_c$  avec  $T$  le temps de pose et  $t_c$  le temps de cohérence des tavelures) et en fonction de l'estimateur utilisé : estimations au premier (Eq. IV.2.4) ou deuxième ordre (Eq. IV.3.3). La lumière est quasi-monochromatique ( $R_\lambda = 150$ ), le coronographe est parfait, la pupille de référence est  $\gamma = 20$  fois plus petite que celle de la voie image et l'image de référence utilisée dans l'estimateur des aberrations du front d'onde est décentrée de 0,2 pixel.

limité au premier ordre (Eq. IV.2.4), à cause de la linéarisation, du chromatisme et de la présence de zéros de l'image de référence ( $\gamma = 20$ ), l'estimation des aberrations de phase (diamants verts) est ralentie à partir d'un temps de pose de  $T = 100 t_c$ . L'estimateur des erreurs d'ampli-

tude (croix noires) est encore plus ralenti et atteint un palier vers 20% de la valeur statique à estimer (la linéarisation est encore la raison de ce palier). Le développement limité au deuxième ordre (Eq. IV.3.3) corrige le terme  $\phi a$  de la partie imaginaire de l'équation IV.3.2 et l'estimation des aberrations de phase (triangles bleus) suit la loi en  $1/\sqrt{N}$ . En revanche, même si l'estimation des aberrations d'amplitude (étoiles rouges) est améliorée d'un facteur  $\sim 10$ , un palier la limite toujours. Celui-ci est dû au fait que je n'ai pas trouvé de solution simple pour retirer tous les termes du deuxième ordre dans l'estimée des aberrations d'amplitude qui est alors limitée par  $(a^2 - E(a^2))/2$  (cf. la partie réelle de l'équation IV.3.2 et l'estimateur de l'équation IV.3.3).

Notez que j'ai volontairement choisi des aberrations statiques d'amplitude très élevée (10%) pour mettre en évidence l'amélioration de l'estimation par le développement limité au deuxième ordre. Dans la pratique, les aberrations d'amplitude sont environ dix fois plus faibles, leur impact devient négligeable devant celui d'autres erreurs comme la présence de zéros de l'image de référence (paragraphe IV.1.1.2), le chromatisme (paragraphe IV.2.2) ou la différence de marche non nulle (paragraphe IV.1.2.2). L'estimateur issu du développement limité au premier ordre est alors suffisant.

## Chapitre IV.4

# Estimation de l'image d'un compagnon

Toute technique d'imagerie différentielle soustrait au résidu coronographique<sup>64</sup> avec compagnon une image estimant le résidu coronographique sans compagnon (paragraphe I.2.6). La qualité de cette image sans compagnon fixe la performance de la technique. La *self-coherent camera* (SCC) dont l'estimateur de l'image du compagnon (Eq. III.2.12) s'écrit

$$I_{\text{Cest}}(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - \bar{I}_{\text{R}}(\vec{\alpha}) - \frac{I_{-}(\vec{\alpha}) I_{+}(\vec{\alpha})}{\bar{I}_{\text{R}}(\vec{\alpha}) |F_{\text{R}\lambda}(\vec{\alpha})|^2}, \quad (\text{IV.4.1})$$

ne déroge pas à la règle. Ainsi, le brouillage des franges de l'image interférentielle fournie par la SCC est une limitation (paragraphe IV.4.1) car les tavelures<sup>65</sup> stellaires ne sont alors plus codées. Une autre source d'erreur d'estimation du résidu stellaire est l'existence d'aberrations non communes entre les voies image et de référence. Cependant, comme je le montre au paragraphe IV.4.2, la *self-coherent camera* y est moins sensible que la majorité des autres techniques car l'image de référence utilisée est très proche d'une tache d'Airy. La SCC permet alors d'approcher de, voire d'atteindre, la limite fondamentale du bruit de photons (paragraphe IV.4.3).

Dans tout ce chapitre, je ne considère à aucun moment une correction active. J'applique uniquement l'estimateur de l'image d'un compagnon sur un résidu coronographique codé par la SCC. J'associe les deux modes de fonctionnement – analyseur de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle – au chapitre V.3. Notez que l'estimateur de l'image du compagnon ne dépend pas du modèle du coronographe utilisé et que les résultats de ce chapitre restent valables quand la *self-coherent camera* est associé à un autre coronographe que le coronographe parfait.

### IV.4.1 Impact du chromatisme

Les utilisations de la *self-coherent camera* en technique d'imagerie différentielle ou en analyseur de surface d'onde ne diffèrent que par l'algorithme appliqué à l'image interférentielle et reposent toutes les deux sur le codage des tavelures stellaires du résidu coronographique par les franges de type Fizeau. C'est pour cette raison que l'impact du chromatisme sur les images (figure IV.4.1) fournies par l'estimateur du compagnon (Eq. IV.4.1) est très similaire à celui observé sur les images dont la phase est corrigée *via* la SCC (figure IV.2.4)<sup>66</sup> : la direction des franges (d'en

---

<sup>64</sup>L'imagerie différentielle peut s'utiliser sans coronographe mais pour atteindre de très hauts contrastes, leur association paraît incontournable.

<sup>65</sup>Comme toute technique d'imagerie différentielle, toutes les tavelures sont étalonnées qu'elles trouvent leur origine dans des aberrations d'amplitude ou de phase.

<sup>66</sup>Rien de surprenant puisque les tavelures dont les franges sont brouillées ne sont pas codées et ne peuvent être ni corrigées, ni supprimées.

bas à gauche à en haut à droite) est plus propice à la détection que la direction perpendiculaire avec des rapports d'intensité entre les deux régions pouvant aller jusqu'à 10. Pour obtenir ces

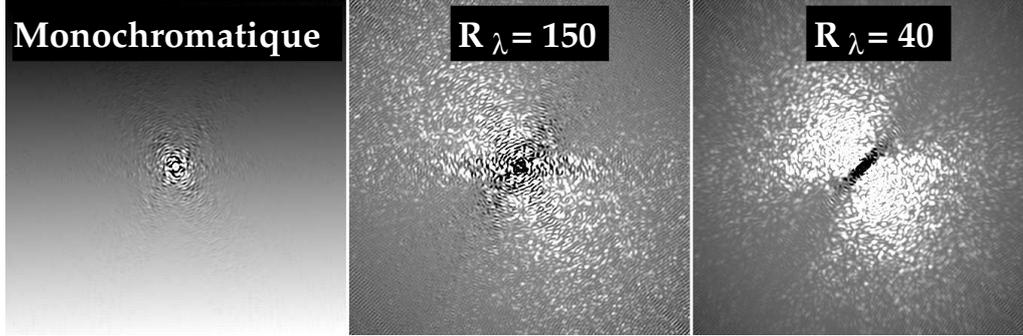


FIG. IV.4.1 – Images obtenues après application de l'estimateur du compagnon (Eq. IV.4.1) au résidu de tavelures d'un coronographe parfait pour une lumière monochromatique (gauche) ou polychromatique de résolutions spectrales  $R_\lambda = 150$  (centre) et  $R_\lambda = 40$  (droite). Le faisceau soumis à 20 nm d'aberrations communes de phase (aucune correction active). Un défaut de phase de 5 nm (densité spectrale en  $f^{-3}$  mais centrage parfait de l'image de référence, voir paragraphe IV.4.2.2) est ajouté dans la voie de référence et le rapport des pupilles coronographiée et de référence est fixé à  $\gamma = 1000$ . Les échelles ne sont pas identiques : le résidu est environ 10 fois plus brillant pour  $R_\lambda = 40$  que pour  $R_\lambda = 150$  ; il l'est environ cent fois plus pour  $R_\lambda = 150$  que pour  $R_\lambda \rightarrow \infty$ . La longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  égale 800 nm. La soustraction pour  $R_\lambda \rightarrow \infty$  n'est pas parfaite parce que l'image de référence utilisée dans l'estimateur est une tache d'Airy et non pas l'image exacte.

images, j'ai supposé une *self-coherent camera* associée à un coronographe parfait, une pupille de référence 20 fois plus petite que celle de la voie image, un défaut commun de phase de 20 nm rms, un défaut non commun de phase de 5 nm rms ajouté uniquement dans la voie de référence dont l'image est parfaitement centrée (voir paragraphe IV.4.2.2) et des résolutions spectrales  $R_\lambda$  infinie (à gauche) ou égales à 150 (centre) et 40 (droite). Les densités spectrales des aberrations de phase évoluent en  $f^{-3}$ . Je montre plus loin que ces aberrations différentielles n'ont qu'un impact minime sur l'atténuation du bruit de tavelures. Les limitations mises en évidence dans la figure IV.4.2 sur les courbes de détection à  $5\sigma$  de l'image obtenue par traitement SCC<sup>67</sup> en fonction de la séparation angulaire pour  $R_\lambda = 500$  (pointillés rouges), 150 (tirets verts), 40 (trait mixte fin bleu) et 16 (trait mixte fin à trois tirets bleu clair) trouvent alors leur origine dans le chromatisme. Les hypothèses sont identiques à celles de la figure IV.4.1. Je précise en trait plein noir le niveau de la détection dans l'image coronographique avant traitement SCC – erreur de phase de 20 nm rms à  $\lambda_0 = 800$  nm (aucune correction active). Pour  $R_\lambda$  allant 16 (bleu clair) et 40 (bleu foncé), les lignes pointillées verticales rappellent les distances  $\alpha_B$  (Eq. IV.2.6) à partir desquelles les systèmes de franges des longueurs d'onde extrêmes de la bande spectrale sont décalés d'un demi-interfrange. Au-delà de ces limites (non visibles sur cette figure pour  $R_\lambda > 40$ ), l'estimateur du compagnon ne peut pas réduire le bruit de tavelures puisque celles-ci ne sont pas codées. Dans le cas quasi-monochromatique ( $R_\lambda = 500$ ), l'atténuation des tavelures est quasiment uniforme en fonction de la séparation angulaire. Dans le cas intermédiaire  $R_\lambda = 150$  – association de la SCC avec un compensateur de Wynne ou avec un spectromètre à intégrale de champ (paragraphe IV.2.2.4) –, tout le champ d'observation est amélioré mais l'atténuation est

<sup>67</sup> Par la suite, cette expression fait référence à l'estimation de l'image du compagnon *via* l'équation IV.4.1.

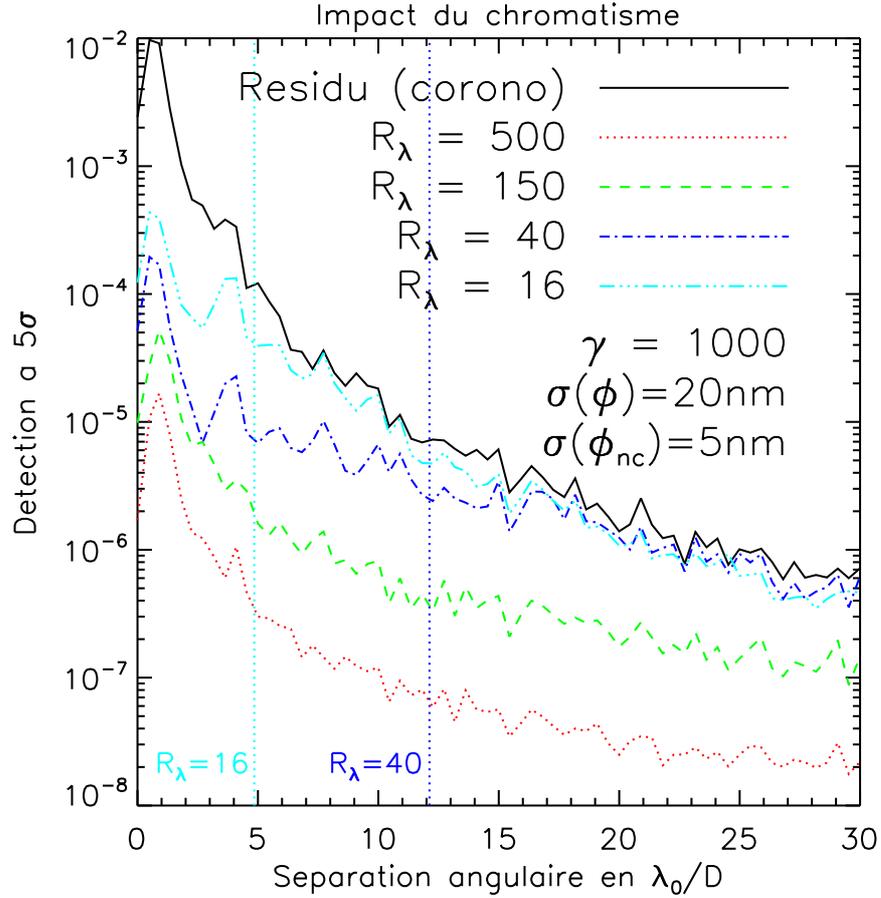


FIG. IV.4.2 – Detections à  $5\sigma$  des images issues du traitement SCC en fonction de la séparation angulaire (en  $\lambda_0/D$ ) pour différentes largeurs spectrales :  $R_\lambda = 500$  (pointillés rouges),  $R_\lambda = 150$  (tirets verts), 40 (trait mixte fin bleu) et 16 (trait mixte fin à trois tirets, bleu clair). Le résidu coronographique à supprimer (défaut de phase de 20 nm rms, aucune correction active et sans SCC) est précisé en trait plein noir. Les pointillés rappellent les distances  $\alpha_B$  (Eq. IV.2.6) de brouillage des franges pour les deux bandes spectrales les plus larges (les deux autres distances sont plus grandes que  $30\lambda_0/D$ ). La longueur d'onde centrale est  $\lambda_0 = 800$  nm. Le rapport des diamètres des pupilles image et de référence est  $\gamma = 1000$  et un défaut de phase de 5 nm est ajouté dans la voie de référence.

meilleure au centre de l'image d'un facteur de l'ordre de 10. Pour améliorer cette atténuation, il existe peut-être des solutions comparant l'image mesurée au modèle de formation d'images à travers la SCC et utilisant des termes de régularisation sur l'image du compagnon recherchée (positivité) et prenant en compte la non uniformité de codage des tavelures. Je n'ai cependant pas eu le temps d'approfondir ce point.

Pour clore ce paragraphe, je précise que le niveau absolu de détection atteint après traitement SCC dépend uniquement du bruit initial de tavelures et de sa densité spectrale de puissance (DSP). J'ai supposé ici un défaut de 20 nm rms – non corrigé – dont la DSP évolue en  $f^{-3}$  mais en supposant un défaut moindre dont la DSP serait plus *plate* (résidu après correction active par exemple), l'atténuation des tavelures du même facteur que celui présenté sur la figure IV.4.2

permet d'atteindre des niveaux absolus plus faibles.

## IV.4.2 Voie de référence

Dans ce paragraphe, je considère une lumière monochromatique pour m'affranchir des limitations que je viens de décrire et me concentrer sur l'impact de plusieurs paramètres de l'image de référence. Par exemple, je retrouve (effet déjà rencontré au paragraphe IV.1.1.2) qu'aux lieux de l'image où la référence est nulle, les tavelures ne sont pas frangées et ne sont pas atténuées (paragraphe IV.4.2.1). Je traite ensuite le problème du centrage de l'image de référence (paragraphe IV.4.2.2).

### IV.4.2.1 La référence, ses zéros et son bruit de photons

#### IV.4.2.1.1 Division par zéro

Comme je viens de l'écrire, les tavelures situées aux lieux des zéros de l'image de référence ne sont pas atténuées car non frangées : effet visible sur la figure IV.4.3 qui présente l'image issue du traitement SCC dans le cas d'une *self-coherent camera* associée à un coronographe parfait travaillant en lumière monochromatique avec une pupille de référence 20 fois plus petite que la pupille de la voie image. Le phénomène observé – non suppression des tavelures situées sur les zéros de l'image de référence – est identique à celui rencontré dans le cadre de l'estimation des aberrations du front d'onde (paragraphe IV.1.1.2). D'un point de vue mathématique, cela

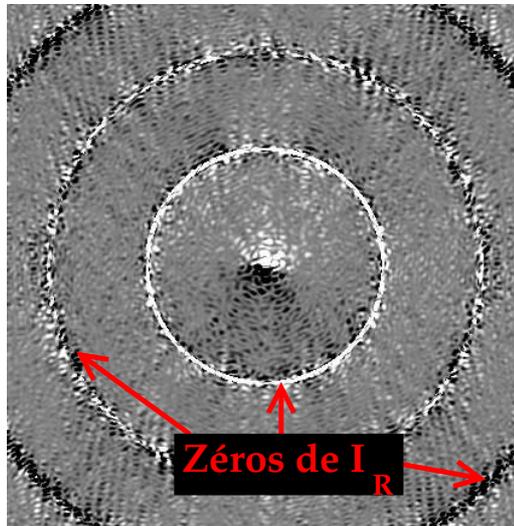


FIG. IV.4.3 – Image du résidu après traitement SCC dans un cas monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) pour un rapport de diamètre de pupille de  $\gamma = 20$ . Les aberrations de phase communes sont fixées à 20 nm rms (aucune correction active). L'intensité résiduelle normalisée à l'intensité maximale de l'étoile non coronographiée est de l'ordre de  $10^{-8}$  en dehors des zéros de l'image de référence.

est une conséquence de la division par l'image de référence  $\bar{I}_R$  dans l'estimateur du compagnon (Eq. IV.4.1). J'ai commencé à développer d'autres estimateurs utilisant des minimisations de  $\chi^2$  avec régularisation aux lieux des zéros de l'image de référence afin de minimiser l'impact



de  $\sim 24\lambda_0/D$  (premiers zéros de l'image de référence) ne sont pas correctement estimés (pic sur le profil rouge); le résidu après traitement SCC n'est pas affecté par les aberrations non communes (10 nm rms, tirets verts) qui limitent une technique d'imagerie différentielle classique (soustraction de deux images soumises à ces aberrations non communes, tirets noirs). L'équation III.2.47 (impact théorique du bruit de photons sur l'estimateur SCC en trait mixte fin bleu à deux tirets) décrit correctement le résidu après traitement SCC en dehors des positions où l'image de référence s'annule. Comme l'intensité de l'image de référence  $I_R$  intervient au numérateur et au dénominateur dans cette équation, pour minimiser le résidu après traitement SCC, un compromis doit être trouvé entre une intensité de référence trop forte (domination de son bruit de photons) et trop faible (condition de flux minimum de l'équation III.2.38 pour le codage des tavelures <sup>69</sup>).

#### IV.4.2.2 Centrage de l'image de référence

La première difficulté des techniques d'imagerie différentielle est le centrage des différentes images. Pour la SCC, un mauvais centrage de l'image de référence intervient dans deux termes de l'estimateur dont je rappelle la version monochromatique (Eq. III.2.9) :

$$I_{C\text{est}}(\vec{\alpha}) = I_{\text{cent}}(\vec{\alpha}) - \bar{I}_R(\vec{\alpha}) - \frac{I_-(\vec{\alpha}) I_+(\vec{\alpha})}{\bar{I}_R(\vec{\alpha})}, \quad (\text{IV.4.2})$$

avec  $I_{\text{cent}}$  et  $I_{\pm}$  les pics de corrélation de l'image interférentielle (figure III.2.1). En premier lieu, si l'image de référence enregistrée (ou estimée)  $-\bar{I}_R$ , deuxième terme de l'estimateur – est décentrée, l'image de référence  $I_R$  incluse dans le terme  $I_{\text{cent}}$  n'est pas correctement soustraite (figure IV.4.5), ce qui implique principalement une augmentation du bruit de photons (l'image de référence est très large et ne présente pas de structures de tavelures). En augmentant le nombre de photons (temps de pose, diamètre du télescope ou nombre d'images enregistrées), il est possible de s'affranchir de cette erreur. La deuxième conséquence d'un mauvais centrage est l'estimation approchée du bruit de tavelures du résidu coronographique  $|I_-|^2/\bar{I}_R$ , ce qui limite, presque sans recours, la détection (troisième terme de l'équation IV.4.2). *Presque* parce qu'en diminuant le diamètre de la pupille de référence (augmentation de  $\gamma$ ), l'impact du décentrage est amoindri. Je trace pour exemple, à gauche sur la figure IV.4.6, les détections à  $5\sigma$  de l'image après traitement SCC à nombre de photons infini (aucun bruit de photons) pour des aberrations de phase communes de 20 nm (aucune correction active) et non communes de 2 nm (ajoutées à la voie de référence), dans le cas où l'image de référence  $\bar{I}_R$  utilisée dans l'estimateur est décentrée de  $0,05 \lambda_0/D$  (0,2 pixel) et pour différents diamètres de pupille de référence  $D_R = D/\gamma$ . En comparaison, je trace en trait tirets noirs le résidu obtenu après imagerie différentielle classique (soustraction de deux résidus coronographiques) soumises aux mêmes aberrations communes et différentielles. La densité spectrale des aberrations simulées évolue en  $f^{-3}$  (paragraphe I.2.4.2). Dans le cas de la SCC, si le diamètre de la pupille de référence est très faible ( $\gamma = 1000$  en trait mixte fin vert), les tavelures sont atténuées d'un facteur de l'ordre de  $10^3$  sur tout le champ. Pour des tailles plus réalistes (voir le paragraphe V.1.2.2)  $\gamma = 10$  (trait plein noir) ou 20 (tirets rouges), les performances sont fortement dégradées. Cependant, ces courbes prennent en compte l'impact du décalage du deuxième terme de l'estimateur (Eq. IV.4.2). Or, comme je l'ai évoqué ci-dessus, dans la pratique ce terme n'est pas réellement limitant <sup>70</sup> : pour preuve, l'image de

---

<sup>69</sup>Cette condition, démontrée dans le cadre de la mesure des aberrations du front d'onde, reste valable parce qu'en présence d'un coronographe parfait l'intensité résiduelle  $I_S$  à estimer est proportionnelle au module au carré de la transformée de Fourier de ces aberrations (Eq. I.2.8).

<sup>70</sup>Il paraît l'être sur le graphique de gauche de la figure IV.4.6 parce que l'écart-type azimuthal – la détection à  $5\sigma$  – est en effet dégradé. Mais ce critère n'est pas tout à fait approprié à cette étude.

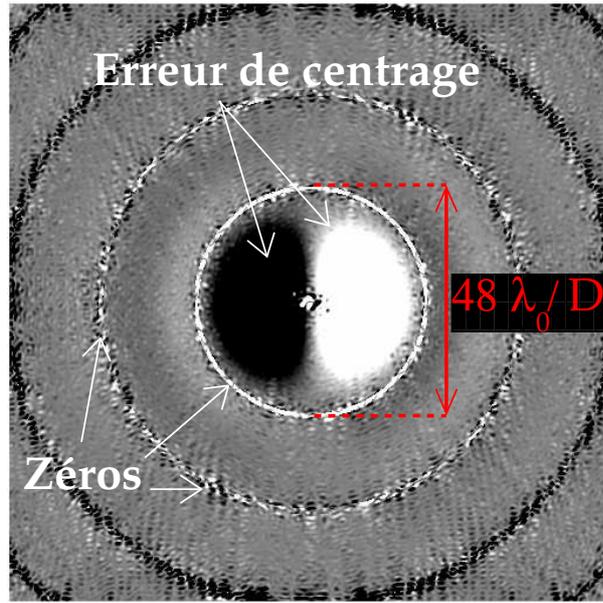


FIG. IV.4.5 – Image obtenue par traitement SCC en utilisant une image de référence décentrée de  $0,05 \lambda_0/D$  (0,2 pixel). Les défauts de phase communs sont fixés à 20 nm rms (aucune correction active) et les non communs (ajouté à la référence) à 2 nm. La densité spectrale de ces défauts évolue en  $f^{-3}$  (paragraphe I.2.4.2). Aucun bruit de photons n'est pris en compte et la lumière est monochromatique. La pupille de référence est  $\gamma = 20$  fois plus petite que la pupille coronographiée de la voie image.

la figure IV.4.7 sur laquelle quatre compagnons de contraste  $10^{-7}$  sont détectés (à plus de  $5\sigma$ ) à  $12 \lambda_0/D$  alors que le biais imposé par le deuxième terme décentré est de l'ordre de  $10^{-6}$ . Je trace alors à droite sur la figure IV.4.6 la détection à  $5\sigma$  en fonction de la séparation angulaire sous les mêmes hypothèses que le graphique de gauche mais en ne prenant en compte que l'erreur due au troisième terme de l'estimateur ( $|I_-|^2/\bar{I}_R$ ) – je suppose que le deuxième terme est parfaitement centré. Je retrouve qu'une détection à un contraste de  $10^{-7}$  à  $12 \lambda_0/D$  est possible. D'après ce graphique, malgré le décentrage, la SCC présente toujours l'intérêt d'atteindre des niveaux de détection en-deçà de la limite des aberrations non communes de 2 nm pour des séparations plus faibles que  $< 10 - 20 \lambda_0/D$ .

Finalement, le décentrage de l'image de référence crée d'une part, un biais quasi-uniforme qui introduit principalement du bruit de photons (je choisis toujours  $\gamma > 1$ ) et d'autre part, un résidu à hautes fréquences spatiales (le troisième terme) qui fixe la limite de détection (imposée par un décentrage). Un point important à noter est que le mauvais centrage est *visible* sur l'image traitée à cause du deuxième terme  $\bar{I}_R$  même pour de faibles décentrages : zones symétriques sombre (à gauche) et brillante (à droite) sur la figure IV.4.7. J'envisage donc de développer un algorithme qui minimise ce résidu (en décalant uniquement le deuxième terme) et fournit la position exacte de l'image de référence. Cet algorithme modifiera ensuite la position de l'image  $\bar{I}_R$  dans le troisième terme pour améliorer la suppression du bruit de tavelures.

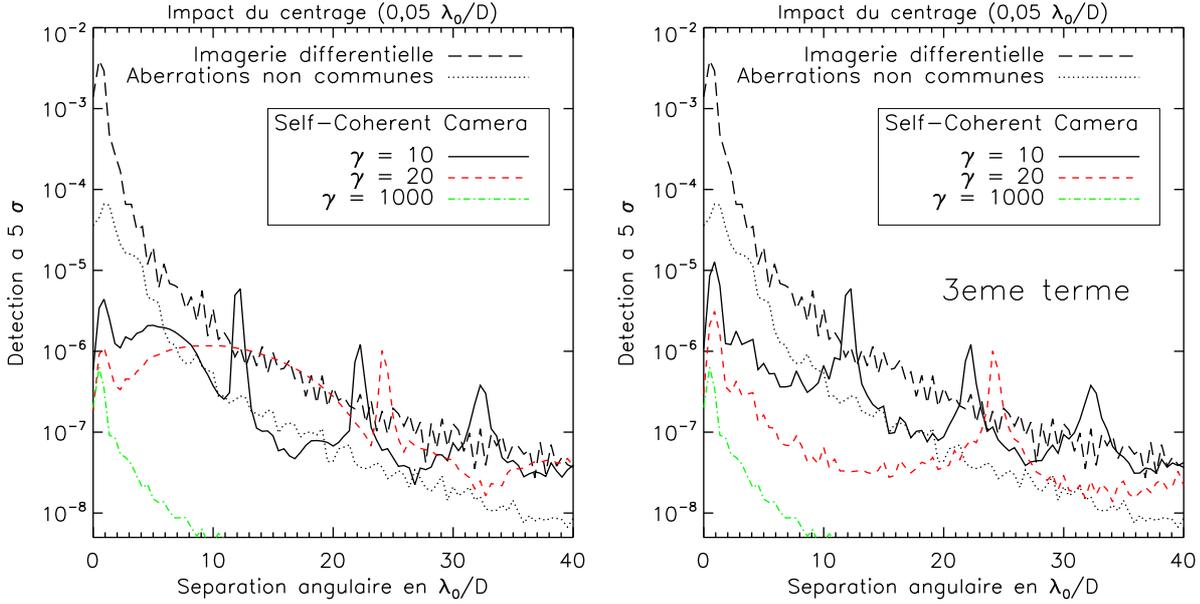


FIG. IV.4.6 – **À gauche** : détections à  $5\sigma$  des images obtenues par traitement SCC en fonction de la séparation angulaire pour différentes valeurs de  $\gamma = D/D_R$  (couleurs et styles de lignes) dans le cas où l'image de référence  $\bar{I}_R$  utilisée dans l'estimateur est décentrée de  $0,05 \lambda_0/D$  ( $0,2$  pixel). Le résidu obtenu par imagerie différentielle classique (soustraction de deux images soumises à des aberrations non communes) est tracé en tirets longs noirs et la limite due aux aberrations de phase non communes ( $2 \text{ nm rms}$ , ajoutées à la voie de référence) est représentée en pointillés noirs. Le défaut de phase commun est de  $20 \text{ nm rms}$  (aucune correction active). Aucun bruit de photons n'est pris en compte. La lumière est monochromatique et le coronographe est parfait. **À droite** : idem en ne prenant en compte que l'impact du troisième terme  $|I_-|^2/\bar{I}_R$  – le deuxième est parfaitement centré (Eq. IV.4.2).

### IV.4.2.3 Flux de l'image de référence

Un autre paramètre qu'il faut régler avec soin est le flux de l'image de référence  $\bar{I}_R$ . Il est directement relié au flux stellaire en amont du coronographe – étalonnage précis de l'instrument SCC – et la connaissance du premier ne dépend que de la connaissance du second. Dans le cas d'un télescope spatial, la transmission de l'instrument peut – doit – être étalonnée avec une très grande précision, et le flux stellaire est connu au bruit de photons près. Avec un télescope terrestre, il est possible d'utiliser par exemple une partie du flux de la voie d'analyse de surface d'onde de l'optique adaptative avec un étalonnage préalable permettant d'en déduire le flux dans la SCC. Cependant, même si ce flux est mesuré ou estimé avec précision, il existe toujours une erreur d'estimation. Comme dans le cas d'un mauvais centrage, les deuxième et troisième termes  $\bar{I}_R$  et  $|I_-|^2/\bar{I}_R$  de l'estimateur de l'image du compagnon (Eq. IV.4.2) ne réagissent pas de la même manière. Si  $\gamma$  est grand, l'erreur d'estimation du flux appliquée au deuxième terme de l'estimateur n'induit qu'un biais constant sur le champ d'observation – un bruit de photons minimisé en augmentant le temps de pose. En revanche, même avec  $\gamma$  grand, une erreur de  $x\%$  sur le flux de  $\bar{I}_R$  implique une erreur d'estimation de  $x\%$  du champ de tavelures  $|I_-|^2/\bar{I}_R$ , ce qui paraît assez limitant.

Il existe certainement des solutions pour ajuster le flux de l'image de référence estimée  $\bar{I}_R$ . Par

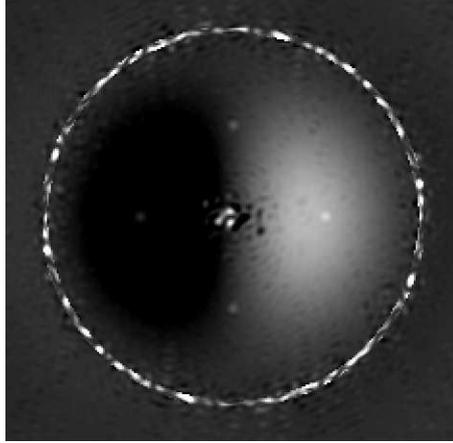


FIG. IV.4.7 – Détection de quatre compagnons (nord, sud, est et ouest) de contraste  $10^{-7}$  et séparés de  $12\lambda_0/D$  du centre de l'image. L'image de référence utilisée dans l'estimateur SCC est décentrée de  $0,05\lambda_0/D$  (0,2 pixel). La pupille de référence est  $\gamma = 20$  fois plus petite que celle de la voie image. Les défauts de phase communs sont fixés à 20 nm rms (aucune correction active) et les non communes (ajoutés à la référence) à 2 nm. Aucun bruit de photons n'est pris en compte (temps de pose infini), le coronographe est parfait et la lumière est monochromatique.

exemple, en s'appuyant sur l'expression de l'estimateur (Eq. IV.4.2), je pourrais minimiser l'énergie dans l'image traitée en fonction de ce flux. Une autre solution serait d'ajuster à la fois le flux et le centrage de l'image de référence en prenant en compte la non uniformité du bruit et du codage des tavelures (chromatisme, zéros de l'image de référence) dans l'image interférentielle. J'ai manqué de temps pour développer de tels algorithmes mais ils pourraient apporter un gain considérable à l'estimateur brut de l'image du compagnon que j'utilise (Eq. IV.4.2).

### IV.4.3 Faible sensibilité aux aberrations non communes

Dans ce paragraphe, je fais part, sous une autre forme que celle donnée dans la version publiée (annexe A), du résultat majeur de Galicher & Baudoz (2007) : la SCC n'est pratiquement pas limitée par les aberrations différentielles en lumière quasi-monochromatique et elle permet d'atteindre le bruit de photons. Pour le démontrer numériquement, je suppose que j'enregistre un grand nombre d'images interférentielles SCC dont le temps de pose est plus court que le temps de cohérence des tavelures dynamiques – toutes les tavelures sont figées sur chaque image enregistrée. Plus précisément, je considère :

- des aberrations de phase dynamiques  $\phi_{\text{dyn},i}$  ( $1 \leq i \leq N$  images) – un tirage aléatoire à chaque nouvelle image –, dont la densité spectrale de puissance spatiale (DSP) évolue en  $f^{-3}$  ( $f$  la fréquence spatiale) et dont le niveau est fixé à 20 nm rms (aucune correction) à  $\lambda_0 = 800$  nm ;
- des aberrations statiques – même tirage aléatoire pour toutes les images – de phase  $\phi$  de même DSP et de même niveau ;
- des aberrations statiques – même tirage aléatoire pour toutes les images – d'amplitude  $a$  de même DSP et fixées à 10% rms<sup>71</sup> ;

<sup>71</sup>Le niveau de ces aberrations est très pessimiste dans cette simulation mais je souhaite vérifier que ces aber-

- des aberrations statiques et non communes (dans la voie de référence) de phase  $\phi_{nc}$  de même DSP et fixées à 10 nm rms – même tirage aléatoire pour toutes les images –;
- un rapport de diamètres de pupille  $\gamma = 20$ ;
- du bruit de photons (je fixe le nombre de photons pour *voir* l’impact de ce bruit) ;
- un décentrage de l’image de référence de  $0,05 \lambda_0/D$  (0,2 pixel) ;
- un coronographe parfait ;
- un compensateur de Wynne qui permet de travailler avec une largeur spectrale effective  $R_\lambda = 150$  (0,7%) ;
- un flux dans la voie de référence – même défaut que la voie image ( $\phi_{dyn,i} + \phi$  et  $a$ ) plus les aberrations non communes ( $\phi_{nc}$ ) – qui respecte la condition de quelques photons par pixel sur le détecteur (Eq. III.2.38) ;
- l’enregistrement d’une part, d’une image coronographique (aberrations  $\phi_{dyn,i}$ ,  $\phi$  et  $a$ ) et d’autre part, du même résidu auquel j’ajoute – en aval du coronographe – les aberrations non communes  $\phi_{nc}$  (technique d’imagerie différentielle).

Une fois toutes les images enregistrées (tous les  $\phi_{dyn,i}$ ), j’applique à chaque image interférentielle le traitement SCC (l’image de référence est une tache d’Airy) et je soustrais entre elles les images de la technique d’imagerie différentielle. Dans les deux cas, je ne cherche pas à centrer les images à mieux que  $0,05 \lambda_0/D$  (je suppose que je ne peux pas faire mieux même si cette hypothèse est certainement pessimiste). La figure IV.4.8 présente la détection à  $5\sigma$  en fonction de la séparation angulaire pour une image individuelle obtenue avec chacune des techniques (le bruit de photons domine) et pour une moyenne sur 1000 images<sup>72</sup>.

#### Proche du centre de l’image :

Proche du centre de l’image, la *self-coherent camera* (trait plein rouge pour 1 image et croix rouges pour 1000 images) ne paraît pas limitée par les aberrations non communes (trait plein vert recouvert au centre par les diamants bleu foncé) et permet d’atteindre le bruit de photons du résidu coronographique (trait plein bleu clair pour 1 image et triangles bleu clair pour 1000 images) auquel s’ajoute le bruit de photons de l’image de référence (une expression plus précise est donnée par l’équation III.2.47 représentée sur la figure IV.4.4). L’imagerie différentielle classique (tirets noirs pour 1 image et étoiles noires pour 1000 images) est limitée par les aberrations non communes (Cavarroc *et al.*, 2006) et le décentrage de 0,2 pixel. La SCC est donc plus intéressante puisqu’il suffit d’augmenter le nombre total de photons – temps de pose, diamètre du télescope ou nombre d’images pour figer les tavelures – pour atténuer le bruit de photons et atteindre les limites fixées par le chromatisme (paragraphe IV.4.1) et l’erreur de centrage (paragraphe IV.4.2.2).

#### En s’éloignant du centre de l’image :

En s’éloignant du centre de l’image, la technique d’imagerie différentielle est limitée par le bruit de photons. Même si cela ne se voit pas sur ce graphique, l’atténuation obtenue avec la SCC se dégrade principalement à cause du chromatisme (voir la figure IV.4.2).

Pour atténuer les tavelures sur tout le champ d’observation, j’envisage d’étudier l’association de la *self-coherent camera* (atténuation au centre) avec une technique d’imagerie différentielle (atténuation *loin* du centre). Notez cependant que les futurs instruments (Sphere, GPI, Epics) se proposent de détecter des planètes très proches de leur étoile ( $\leq 20\lambda_0/D$ ).

---

rations ne limitent pas les performances de l’instrument même à des niveaux élevés. Nous nous attendons à des niveaux de l’ordre de 1% dans la pratique.

<sup>72</sup>La moyenne est effectuée sur les images traitées et non sur les images avant traitement. Le traitement SCC de l’image moyenne des images avant traitement correspondrait au traitement SCC d’une image longue pose.

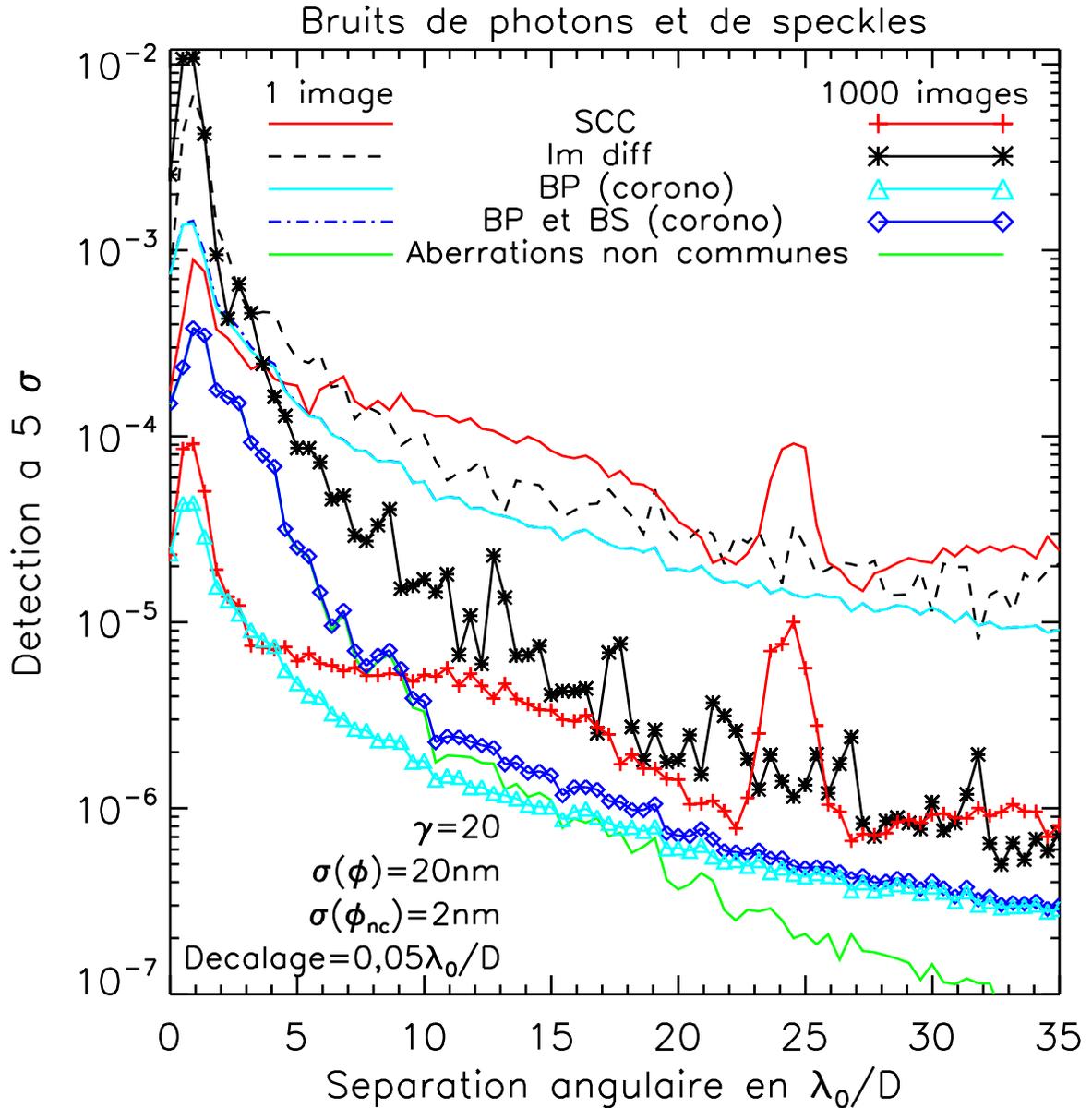


FIG. IV.4.8 – Detections à  $5\sigma$  d'une image ou de la moyenne sur 1000 images obtenues par traitement SCC (trait plein et croix rouges) ou par imagerie différentielle (tirets et étoiles noirs) en fonction de la séparation angulaire. Chaque image correspond à un temps de pose plus court que le temps de vie des tavelures considérées. La limite des aberrations statiques non communes (10 nm rms ajoutées à la voie de référence) sans bruit de photons est représentée en trait plein vert. Le bruit de photons du résidu coronographique (sans SCC) est tracé en trait plein (1 image) et en triangles (1000 images) bleu clair. La somme quadratique de ces deux bruits est précisée en trait mixte fin (1 image, confondu avec la courbe du bruit de photons) et diamants (1000 images) bleu foncé. Les hypothèses exactes sont détaillées dans le texte.



## Cinquième partie

# *Self-Coherent Camera* et coronographe à quatre quadrants

*L'intelligence, c'est comme les parachutes, quand on en n'a pas, on s'écrase.*

Pierre Desproges



J'ai mis en évidence les limitations intrinsèques de la *self-coherent camera* dans la partie IV en l'associant à un coronographe parfait. Malheureusement, un tel coronographe n'existe pas et dans la pratique, il faut associer la SCC à un coronographe réel. Dans cette cinquième partie, je propose une étude de la SCC-FQPM, association de la SCC avec le coronographe à quatre quadrants (FQPM) décrit au chapitre II.1. Au chapitre V.1, après avoir présenté le schéma optique de l'instrument et tous ses avantages par rapport à la version initiale de la *self-coherent camera* (figure I.2.13), j'étudie l'impact de différents paramètres propres – taille de la pupille de référence, piston dans la voie de référence – ou indépendant – chromatisme – à l'instrument et propose une amélioration de l'estimateur des aberrations du front d'onde (Eq. III.2.19). Ensuite, je décris au chapitre V.2 le banc d'imagerie très haute dynamique (ITHD), au développement duquel je participe activement. J'expose également dans ce chapitre les premiers résultats expérimentaux de mesure d'un défaut de phase de 1 nm rms réalisée *via* une SCC-FQPM. Enfin, j'associe au chapitre V.3 les deux modes de fonctionnement de la SCC-FQPM – estimations des aberrations du front d'onde et de l'image d'un compagnon – pour détecter des exoplanètes de type Jupiter, Super-Terre et Terre.



## Chapitre V.1

# Analyseur de surface d'onde : optimisation de l'instrument

Après avoir décrit le schéma optique et les avantages d'une SCC-FQPM (paragraphe V.1.1), j'utilise le code de simulations numériques que j'ai développé pour optimiser différents paramètres de la voie de référence (paragraphe V.1.2), pour déterminer un nouvel estimateur des aberrations du front d'onde et étudier les performances de la SCC-FQPM (paragraphe V.1.3). Finalement, je présente le schéma optique de la SCC-FQPM associée à un compensateur de Wynne (paragraphe V.1.4).

Dans tout le chapitre, je suppose que le coronographe à quatre quadrants est achromatique et parfait, c'est-à-dire que les déphasages du masque focal sont exactement 0 et  $\pi$  et que les transitions entre les différents quadrants sont infiniment fines (voir le chapitre II.1). D'autre part, je rappelle que la séparation  $\xi_0$  entre les pupilles image et de référence dépend du paramètre  $\gamma = D/D_R$  car elle obéit à l'équation III.2.5

$$\xi_{0 \min} = \frac{D}{2} \left( 3 + \frac{1}{\gamma} \right) 1,1; \quad (\text{V.1.1})$$

pour que les pics de corrélation soient disjoints.

### V.1.1 Schéma optique d'une SCC-FQPM

Dans la partie introductive – partie I –, j'ai présenté le schéma optique du premier prototype de la *self-coherent camera* (figure I.2.13) qui était composé :

- d'une séparatrice créant les voies image et de référence à partir du faisceau issu du télescope ;
- d'un trou filtre dans un plan focal de la voie de référence pour créer un faisceau de référence optiquement peu aberré et composé uniquement de photons de l'étoile centrale ;
- d'un coronographe dans la voie image pour atténuer le flux de l'étoile centrale ;
- d'une ligne à retard pour contrôler en temps réel la différence de marche entre les voies image et de référence ;
- d'une optique pour recombiner les faisceaux selon un schéma Fizeau.

Les points faibles de ce schéma optique sont : le grand nombre d'optiques qui augmente les aberrations de phase et d'amplitude ; la perte de flux du compagnon à cause de la séparatrice – même s'il s'agit d'une séparatrice 99%/1% – ; la stabilité requise pour le pointage du faisceau de référence sur le trou filtre pour éviter les variations de flux de cette voie ; la gestion de la lumière

diffractée par le trou filtre – celle-ci ne doit pas contaminer la voie image et dans la pratique les faisceaux sont séparés de quelques millimètres –; et le contrôle en temps réel de la différence de marche entre les deux voies pour que les franges soient stables et ne se brouillent pas.

Devant ces nombreux points durs, j'ai développé un nouveau schéma optique (figure V.1.1) pour associer la *self-coherent camera* à un coronographe de type Lyot (voir la figure I.2.7 et le paragraphe I.2.2.2 pour la description d'un tel coronographe). Le faisceau issu du télescope –

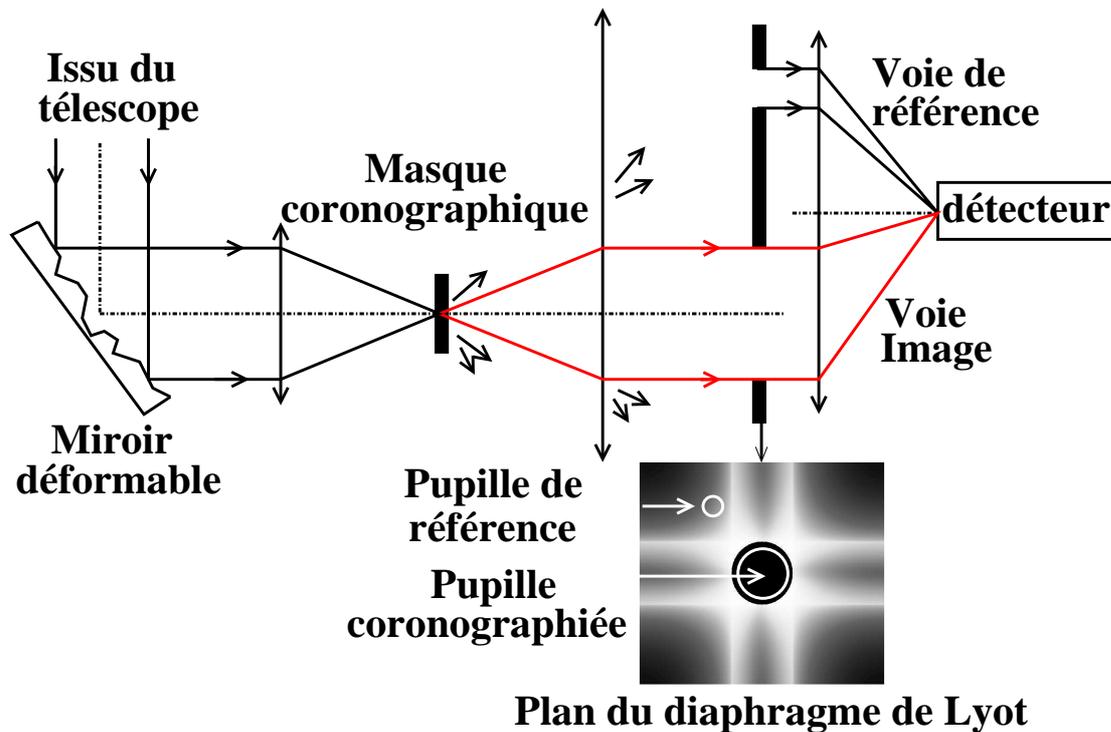


FIG. V.1.1 – Association de la *self-coherent camera* avec un coronographe de type Lyot. Le faisceau issu du télescope est réfléchi par un miroir déformable et injecté dans un coronographe possédant un masque coronographique dans un premier plan focal. Dans le plan du diaphragme de Lyot, l'énergie de l'étoile centrale est diffractée en dehors de la pupille de diamètre  $D$  conjuguée à la pupille du télescope. Le diaphragme de Lyot classique permet de définir la voie image de la SCC – contenant les photons du compagnon et le résidu coronographique stellaire – tandis qu'un diaphragme excentré définit une voie de référence composée uniquement de photons stellaires. Les faisceaux sont recombinaés selon un schéma de type Fizeau sur le détecteur. L'image fournit la carte d'intensité dans le plan du diaphragme de Lyot pour un coronographe à quatre quadrants et précise où sont prélevées les pupilles image et de référence.

éventuellement associé à une optique adaptative – est réfléchi par un miroir déformable<sup>73</sup>, puis converge sur le masque coronographique dans le premier plan focal du coronographe. Dans le plan du diaphragme de Lyot, la lumière de la source centrale est alors diffractée en dehors de la pupille de diamètre  $D$  conjuguée à la pupille du télescope. Le diaphragme de Lyot classique permet de définir la pupille coronographiée de la voie image qui contient tous les photons du compagnon et le résidu stellaire du coronographe (voir la carte d'intensité sur la figure V.1.1). Comme

<sup>73</sup>Ce miroir déformable est utilisé pour la correction active. Si une optique adaptative est utilisée en amont de la SCC, elle possède son propre miroir déformable.

l'intensité lumineuse qui se trouve à l'extérieur de ce diaphragme de Lyot classique est uniquement issue de l'étoile centrale, il suffit d'en extraire une partie pour créer la voie de référence, par exemple en ajoutant au diaphragme de Lyot classique une ouverture circulaire de diamètre  $D_R$  et excentrée de  $\xi_0$ . Finalement, une optique de recombinaison produit les interférences de type Fizeau sur le détecteur pour coder les tavelures du résidu coronographique sans coder l'image d'un éventuel compagnon. **Cette solution est très simple à réaliser en pratique puisqu'il suffit d'ajouter une ouverture circulaire de diamètre  $D_R$  au diaphragme de Lyot classique.** D'autre part, **aucun photon du compagnon n'est perdu** en créant la voie de référence ; la voie de référence est naturellement créée par le coronographe et aucune optique supplémentaire à celle du coronographe n'est ajoutée ; enfin – et il s'agit certainement du point le plus important – **la ligne à retard est supprimée** car la différence de marche (ddm) entre les deux voies image et de référence est par construction nulle. Bien entendu, les aberrations optiques variant dans le temps entre les deux voies peuvent *a priori* modifier cette ddm. Cependant, en isolant le train optique final du coronographe et comme toutes les optiques sont communes aux deux voies, la ddm sera certainement très stable.

## V.1.2 Voie de référence

Au chapitre IV.1, j'ai déterminé plusieurs conditions que la voie de référence doit vérifier pour le bon fonctionnement de la *self-coherent camera*. Le piston sur la pupille de référence doit être stable et connu avec une précision de  $\sim \lambda_0/10$  (paragraphe IV.1.2.2) ; le diamètre  $D_R$  de cette pupille doit être le plus petit possible pour repousser les zéros de l'image de référence le plus loin possible du centre de l'image interférentielle (paragraphe IV.1.1.2) ; mais ce diamètre doit être suffisant pour que l'intensité de l'image de référence  $I_R$  (voie de référence seule) vérifie l'équation III.2.38 du paragraphe III.2.4.2 (quelques photons par pixel du détecteur) et que les aberrations du front d'onde soient mesurées avec un rapport signal à bruit correct. Pour que la voie de référence vérifie ces conditions dans la SCC-FQPM, j'étudie la variation du piston dans la pupille de référence en fonction de sa position dans le plan du diaphragme de Lyot (paragraphe V.1.2.1) et l'intensité  $I_R$  de l'image de référence en fonction des défauts du front d'onde et, du diamètre  $D_R$  et de la position de la pupille de référence (paragraphe V.1.2.2).

### V.1.2.1 Piston dans la voie de référence

Le coronographe à quatre quadrants utilise un masque de phase, ce qui implique des variations de phase dans le plan du diaphragme de Lyot où est créée la pupille de référence – voir la carte de phase mesurée par simulations sur la figure V.1.2. Sur cette figure, je définis l'angle  $\theta$  formé par la droite passant par le centre des deux pupilles et la direction d'une des transitions du FQPM. Tant que la pupille de référence se trouve derrière un unique quadrant du masque coronographique, son piston – ou différence de marche entre les voies image et de référence, paragraphe IV.1.2.2 – égale le déphasage de ce quadrant (0 ou  $\pi$ ). En revanche, si la pupille de référence est à cheval entre deux quadrants, la différence de marche n'est plus 0 ou  $\pi$  et dépend du diamètre  $D_R$  (figure V.1.3). Plus le diamètre est grand ( $\gamma$  petit), plus le bord de la pupille de référence *atteint rapidement* les transitions, ce qui provoque un saut de phase au sein de la pupille de référence. Il existe alors des angles  $\theta$  à éviter pour être capable d'estimer avec précision le piston dans la voie de référence (à  $\sim \lambda_0/D$  près). Dans la pratique, les transitions possèdent une épaisseur non nulle et la zone à éviter est plus large que celle déterminée par cette simulation.

Finalement, pour connaître avec précision le piston de la pupille de référence, je fixe l'intervalle

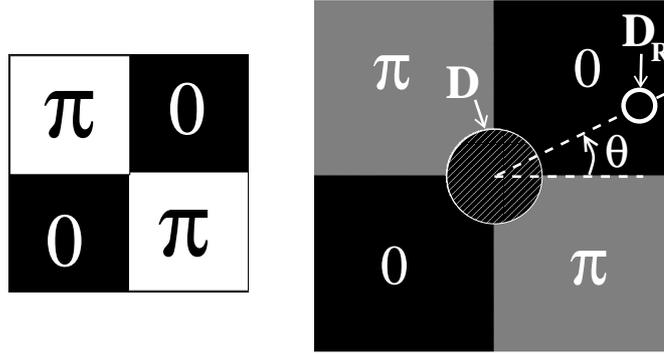


FIG. V.1.2 – **À gauche** : Masque focal à quatre quadrants déphasant de 0 ou  $\pi$  selon la position et dont les transitions entre quadrants sont infiniment fines. **À droite** : Carte de phase mesurée par simulations dans le plan de Lyot d'un coronographe à quatre quadrants utilisant le masque de gauche. Les quadrants noirs sont déphasés de 0 tandis que les gris sont déphasés de  $\pi$ . Le disque hachuré délimite la pupille coronographiée de diamètre  $D$  sur laquelle le déphasage n'est pas calculé. La position de la pupille de référence est repérée par l'angle  $\theta$  formé par la droite passant par le centre des deux pupilles et la direction d'une des transitions du FQPM. La séparation des pupilles est fixée par l'équation V.1.1.

des angles autorisés à  $[\pi/10, 4\pi/10] + k\pi/2$  avec  $k$  entier. Si jamais la pupille est positionnée derrière un quadrant  $\pi$  du masque de phase, il est indispensable de prendre en compte le piston  $\pi$  dans l'expression de l'amplitude complexe  $\bar{A}_R$  utilisée pour estimer les aberrations du front d'onde (cf. paragraphe IV.1.2.2).

## V.1.2.2 Intensité de la voie de référence

### V.1.2.2.1 Forme de la tache de diffraction

La distribution non-uniforme de l'intensité diffractée dans le plan du diaphragme de Lyot (figure V.1.1) réduit encore l'intervalle des positions permises. En effet, si l'intensité n'est pas uniforme dans la pupille, l'image  $I_R$  ne ressemble plus à une tache d'Airy et l'approximation que j'utilise pour estimer les aberrations du front d'onde n'est plus vérifiée (paragraphe IV.1.2). D'après les images obtenues avec  $\gamma = 5$  et différentes valeurs de  $\theta - 0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8$  et  $\pi/2 -$ , plus l'angle est proche de  $\pi/4$ , meilleure l'approximation est (figure V.1.4). D'après ces images, l'angle  $\theta$  semble même devoir être  $\pi/4$  et rien d'autre. Mais, dans la suite, je montre que je peux utiliser des diamètres de pupille de référence plus petits ( $\gamma$  plus grand que 5). Ceci implique des taches de diffraction  $I_R$  plus larges et un écart à la tache d'Airy amoindri pour les angles différents de  $\pi/4$ . La règle est d'éviter les positions pour lesquelles le flux n'est pas uniforme dans la pupille de référence.

### V.1.2.2.2 Diamètre de la pupille de référence

Pour vérifier la condition sur l'intensité  $I_R$  (Eq. III.2.38, quelques photons par pixel du détecteur), le flux dans la voie de référence ne doit pas être trop faible devant celui de la voie coronographiée. Il faut donc ajuster le diamètre  $D_R = \gamma D$  de la pupille de référence et sa position  $\theta -$  puisque l'intensité diffractée dans le plan de Lyot n'est pas uniforme (carte d'intensité à gauche

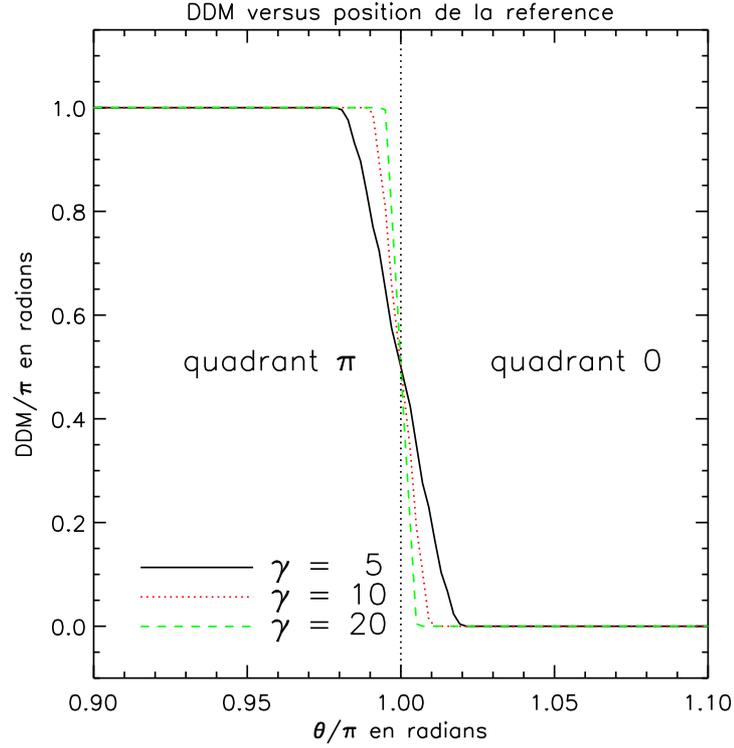


FIG. V.1.3 – *Piston moyenné sur la pupille de référence – i.e. différence de marche entre les voies image et de référence – exprimé en  $\pi$  radians en fonction de l'angle repérant la pupille de référence et exprimé en  $\pi$  radians. Plusieurs diamètres  $D_R$  de pupille de référence sont simulés :  $\gamma = D/D_R = 5$  (noir), 10 (rouge) et 20 (vert).*

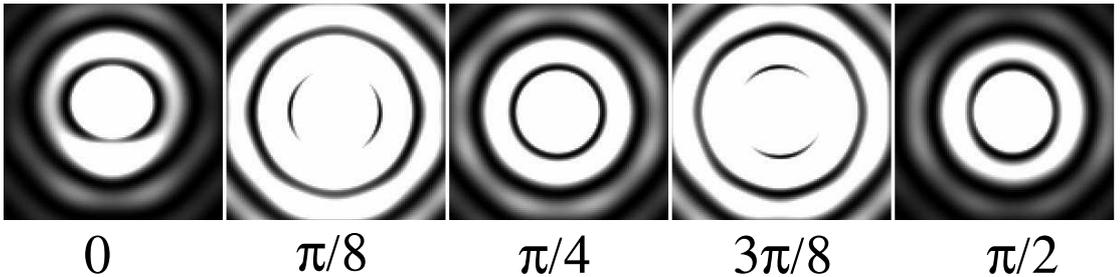


FIG. V.1.4 – *Image de référence pour plusieurs positions  $\theta$  (précisées sur l'image) de la pupille de référence. L'échelle de gris est la même sur toutes les images. Le diamètre de la référence est  $\gamma = 5$  fois plus petit que celui de la pupille coronographiée.*

sur la figure V.1.5). Je note  $\mathcal{H}'$  la zone de correction<sup>74</sup>  $\mathcal{H}$  d'un miroir à 64x64 actionneurs – paragraphe I.2.4.3 – dont les dimensions sont réduites<sup>75</sup> d'un facteur 1,15. J'évalue alors, en fonction de l'angle  $\theta$ , le rapport  $I_{R,moy}/I_{S,moy}$  des intensités moyennes de la référence seule ( $I_{R,moy}$ ) et du

<sup>74</sup>Je ne simule aucun miroir déformable mais je calcule les intensités moyennes dans la zone à corriger.

<sup>75</sup>1,15 est le produit du facteur 1,05 dû à l'algorithme de projection de la phase sur le miroir déformable (paragraphe I.2.4.3.2) et du facteur 1,1 de la zone sur laquelle je calcule les intensités moyennées (paragraphe I.2.3.3).

résidu coronographique seul ( $I_{S,\text{moy}}$ ) à l'itération 0 (sans correction) dans  $\mathcal{H}'$ . Dans un premier

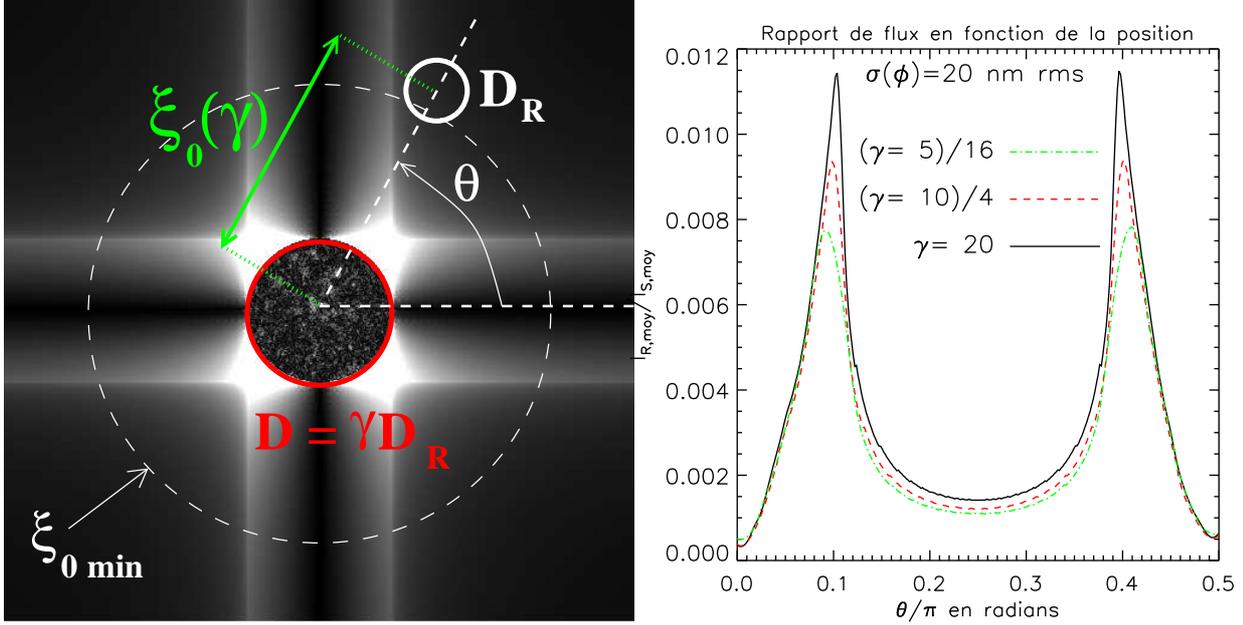


FIG. V.1.5 – **À gauche** : Intensité lumineuse de l'étoile centrale dans le plan du diaphragme de Lyot pour un coronographe à quatre quadrants. Le diaphragme de Lyot (rouge), de diamètre  $D = \gamma D_R$ , définit la voie image. Le diamètre de la pupille de référence (blanc) est  $D_R$ . La séparation entre les pupilles est  $\xi_0(\gamma) = 1,1 D (1,5 + 1/\gamma)$  et je précise en tirets blancs la séparation minimum  $\xi_{0\text{min}}$  qui correspond à  $\gamma \rightarrow \infty$ . L'angle  $\theta$  est formé par la droite passant par le centre des deux pupilles et la direction d'une des transitions du FQPM. L'écart-type du défaut de phase vaut 20 nm. L'échelle de gris est linéaire. **À droite** : Rapport  $I_{R,\text{moy}}/I_{S,\text{moy}}$  des intensités moyennes dans la zone de correction d'un miroir à 64x64 actionneurs en fonction de  $\theta$  pour plusieurs rapports de diamètres  $\gamma$  : 20 en noir, 10 en rouge et 5 en vert. Les courbes pour  $\gamma = 5$  et  $\gamma = 10$  sont respectivement divisées par 16 et 4. Le défaut de phase est de 20 nm rms et la lumière monochromatique  $\lambda_0 = 800$  nm.

temps, je fixe le défaut de phase à 20 nm rms (en noir à droite sur la figure V.1.5). Je ne fais varier  $\theta$  qu'entre  $[0, \pi/2]$  car, par symétrie du masque de phase FQPM, les résultats sont identiques sur tout intervalle  $[k\pi/2, (k+1)\pi/2]$  avec  $k$  entier. Les variations observées sur le graphique de droite ne sont dues qu'à des variations de l'intensité  $I_{R,\text{moy}}$  car  $I_{S,\text{moy}}$  est constante – le défaut de phase est fixe – et, à  $\gamma$  donné, je retrouve les variations observées sur la carte d'intensité de gauche. Quantitativement, pour un rapport  $\gamma = D/D_R = 20$  et un défaut de phase de 20 nm rms, l'intensité de référence vaut entre 0,1% et 1,2% de l'intensité du résidu coronographique pour  $\theta$  appartenant à  $[\pi/10, 4\pi/10]$  – voir paragraphe V.1.2.1 pour la restriction de l'intervalle. Quand le diamètre de la pupille de référence varie (paramètre  $\gamma$ ), même si la séparation  $\xi_0(\gamma)$  entre les pupilles image et de référence est légèrement modifiée, l'intensité  $I_{R,\text{moy}}$  évolue comme  $\sim 1/\gamma^2$  sauf aux lieux du plan de Lyot où les variations en intensité sont importantes ( $\theta \simeq \pi/10$  et  $4\pi/10$ ) ; ces variations se ressentent relativement d'autant plus que la pupille de référence est petite.

Un point important à noter est que si le niveau du défaut de phase  $\sigma(\phi)$  diminue, alors  $I_{R,\text{moy}}$

ne varie presque pas tandis que  $I_{S,\text{moy}}$  diminue selon (figure V.1.6)

$$I_{S,\text{moy}} \simeq 7,1 \sigma^2(\phi), \quad (\text{V.1.2})$$

où  $\sigma(\phi)$  est exprimé en radians<sup>76</sup>. Ainsi, pour que la condition sur  $I_R$  de quelques photons par

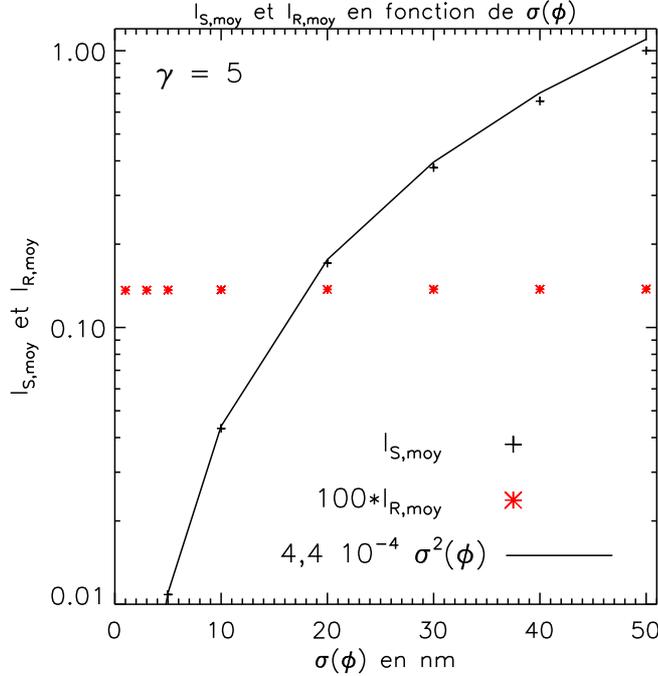


FIG. V.1.6 – Intensités moyennes  $I_{R,\text{moy}}$  (étoiles rouges) et  $I_{S,\text{moy}}$  (plus noirs) dans la zone de correction d'un miroir à  $64 \times 64$  actionneurs après une SCC-FQPM en fonction du défaut de phase. Les intensités sont normalisées à la valeur maximale de  $I_{S,\text{moy}}$ . L'intensité de référence  $I_{R,\text{moy}}$  est multipliée par 100. L'ajustement quadratique de  $I_{S,\text{moy}}$  en fonction de  $\sigma(\phi)$  est tracé en trait plein (Eq. V.1.2). Le diamètre  $D_R$  de la pupille de référence est  $\gamma = 5$  fois plus petit que celui  $D$  de la pupille coronographiée. La pupille de référence est repérée par  $\theta = \pi/4$ .

pixel du détecteur (Eq. III.2.38) soit vérifiée à toutes les itérations de la boucle de correction, il suffit qu'elle le soit à l'itération 0. Par exemple, en supposant que je n'utilise qu'une seule image interférentielle par itération et que la capacité du détecteur par pixel est de  $\sim 10^4$  photons, l'intensité moyenne du résidu coronographié  $I_{S,\text{moy}}$  à l'itération 0 est  $\sim 10^4$  photons ; puis, en considérant un défaut de phase de 20 nm, je conclus qu'un rapport  $\gamma = 20$  est acceptable ( $I_{R,\text{moy}} \simeq 10$  photons). En revanche, pour un défaut de 40 nm, il faut utiliser un diamètre de référence plus grand  $\gamma \simeq 10$  ou un temps de pose plus grand. Mais augmenter le temps de pose augmente le temps de vie minimum des aberrations que la SCC peut estimer. Pour pouvoir déterminer facilement le paramètre  $\gamma = D/D_R$  au cas par cas, je résume dans le tableau V.1.1 le maximum ( $\theta \simeq 0,1\pi$  ou  $0,4\pi$  modulo  $\pi/2$ ) et le minimum ( $\theta \simeq \pi/4[\pi/2]$ ) du rapport  $I_{R,\text{moy}}/I_{S,\text{moy}}$  pour plusieurs valeurs de diamètres de la référence ( $\gamma$ ) et plusieurs niveaux du défaut de phase  $\sigma(\phi)$ . **En connaissant le temps de vie des tavelures à corriger, le flux en amont du coronographe et le défaut de phase initial, il est alors aisé de déterminer le diamètre de la pupille de référence  $D_R = \gamma D$  à partir du tableau V.1.1.**

<sup>76</sup>Dans la formule fournie sur le graphique,  $\sigma(\phi)$  est exprimé en nanomètres.

Maxima et minima du rapport $I_{R,\text{moy}}/I_{S,\text{moy}}(\theta)$ en %						
$\gamma = D/D_R$	$\sigma(\phi)$ nm rms	3	5	10	20	40
5	max	525	190	47	12	2,9
	min	79	28	7,1	1,8	0,4
10	max	166	60	15	3,7	0,9
	min	22	7,9	1,9	0,5	0,11
20	max	51	18	4,5	1,1	0,3
	min	6,4	2,3	0,6	0,14	0,03

TAB. V.1.1 – Maxima et minima du rapport  $I_{R,\text{moy}}/I_{S,\text{moy}}(\theta)$  dans la zone de correction d'un miroir déformable possédant 64x64 actionneurs. Les résultats sont donnés en %. Chaque ligne correspond à un rapport  $\gamma$  des diamètres des pupilles image et de référence et chaque colonne à un niveau des aberrations de phase (en nm). La lumière est monochromatique ( $\lambda_0 = 800$  nm).

### V.1.3 Estimations des aberrations du front d'onde

#### V.1.3.1 Estimateur brut

Pour vérifier l'estimation fournie par l'équation III.2.19

$$a_{\text{est}}(\vec{u}) + i\phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_R(\vec{\alpha})} F_{R_\lambda}(\vec{\alpha})} \left( \frac{1}{M} \right)_0(\alpha) \right] (\vec{u}) - P(\vec{u}), \quad (\text{V.1.3})$$

avec  $M$  le masque à quatre quadrants représenté à gauche sur la figure V.1.2, je suppose différents défauts de phase de 1 nm rms – les premiers polynômes de Zernike (Noll, 1976) –, aucun défaut d'amplitude, une lumière monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ) et un rapport de diamètres  $\gamma = 20$ . Il est au passage intéressant de noter que dans le cas d'un coronographe à quatre quadrants, la fonction  $(1/M)_0$  est égale à  $M$ . La figure V.1.7 présente les paires d'images – encadrées en noir – constituées des phases réelle (gauche) et estimée (droite) pour les premiers polynômes de Zernike (les trois premiers degrés radiaux, c'est-à-dire du polynôme  $n_{\text{zer}} = 2$  au polynôme  $n_{\text{zer}} = 10$ ). D'après cette figure, la SCC-FQPM ne permet pas d'estimer l'astigmatisme ( $n_{\text{zer}} = 6$ ) dont les axes de symétrie sont parallèles aux directions des transitions du masque de phase : le défaut est transformé en aval du FQPM en aberrations d'amplitude et l'inversion du problème par l'équation V.1.3 n'est pas suffisante. En revanche, les autres polynômes de Zernike semblent correctement estimés même si de légères différences sont remarquables, en particulier à la périphérie de la pupille pour  $n_{\text{zer}} > 7$ . Pour quantifier ces différences, je représente sur la figure V.1.8 la matrice dont la  $k^{\text{ième}}$  colonne est composée des 15 premiers coefficients de Zernike de la phase estimée par l'équation V.1.3 pour un défaut réel égal au  $k^{\text{ième}}$  polynôme de Zernike ( $2 \leq k \leq 15$ ). Tous les coefficients sont normalisés au coefficient du défaut initial. Si l'estimation était parfaite, phase estimée et phase réelle seraient identiques et la matrice serait égale à la matrice identité  $\mathbf{1}$ . Si la SCC-FQPM n'appliquait qu'un gain à chaque polynôme de Zernike, la matrice serait diagonale, ce qui est vérifié pour les premiers polynômes ( $2 \leq n_{\text{zer}} \leq 5$ ) mais pas pour les suivants qui présentent deux, voire plus de, composantes. L'estimation fournie par l'équation V.1.3 n'est donc pas parfaite mais il est possible de l'améliorer en prenant en compte les transformations provoquées par une SCC-FQPM sur les aberrations de phase.

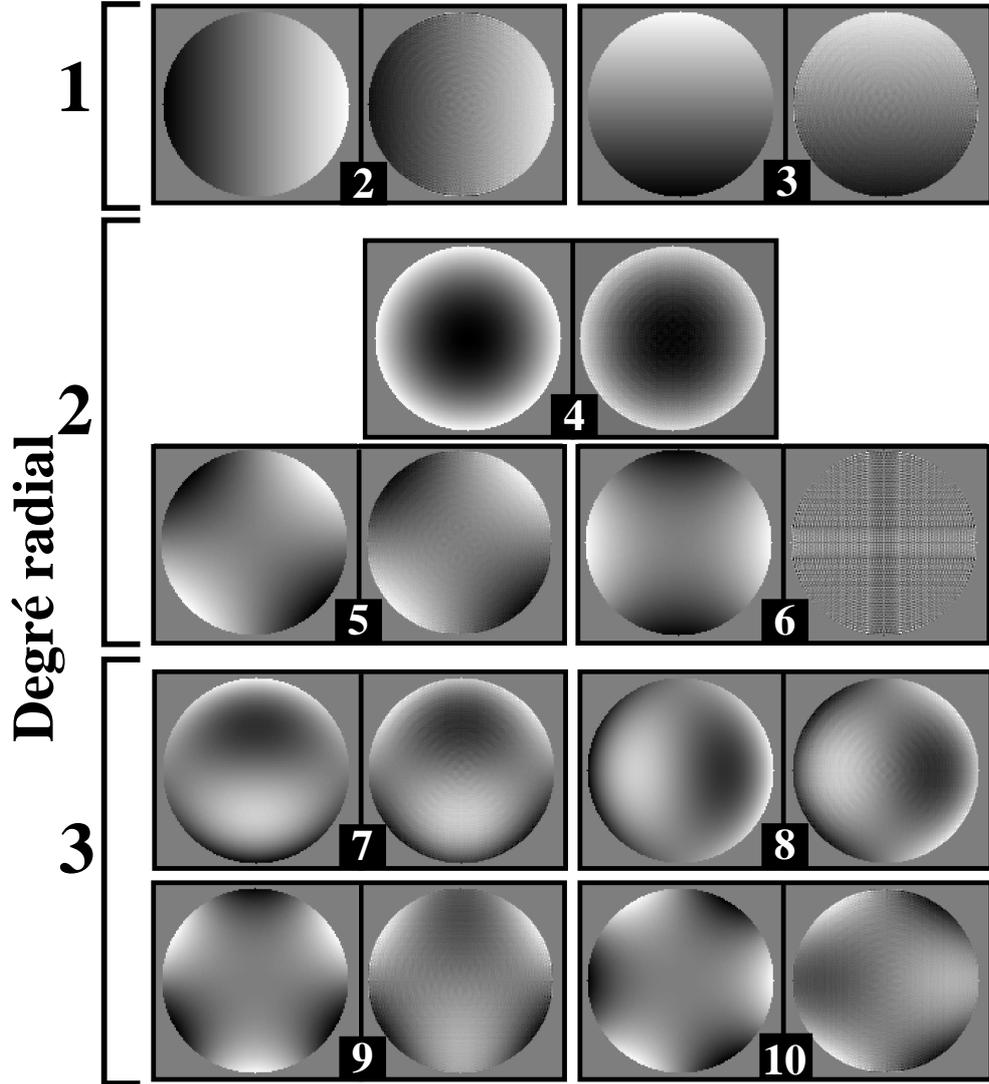


FIG. V.1.7 – Phases réelles et estimées par une SCC-FQPM. Chaque encadré noir correspond à un polynôme de Zernike dont le numéro est précisé en blanc. L'image de gauche représente le défaut réel de phase et celle de droite, le défaut estimé par une SCC-FQPM. Les degrés radiaux des polynômes de Zernike sont précisés sur la gauche.

### V.1.3.2 Nouvel estimateur

En généralisant (figure V.1.9) l'étude présentée au paragraphe précédent jusqu'au polynôme  $N_{\text{zer}}$ , je construis la matrice  $M_{N_{\text{zer}}}$  de dimension  $N_{\text{zer}} \times N_{\text{zer}}$  dont la  $k^{\text{ième}}$  colonne est composée des  $N_{\text{zer}}$  premiers coefficients de Zernike de la phase estimée par l'équation V.1.3 pour un défaut réel égal au  $k^{\text{ième}}$  polynôme de zernike normalisé<sup>77</sup>  $z_k(\xi)$  :

$$M_{N_{\text{zer}}}(i,k) = \iint \phi_{\text{est}}(\vec{\xi}) z_i(\vec{\xi}) d\vec{\xi} \quad \text{avec } \phi_{\text{est}} \text{ fournie par Eq. V.1.3 pour } \phi = z_k. \quad (\text{V.1.4})$$

<sup>77</sup>  $\iint z_k^2(\xi) P(\xi) d\xi = 1$  avec  $P(\xi)$  définissant la pupille.

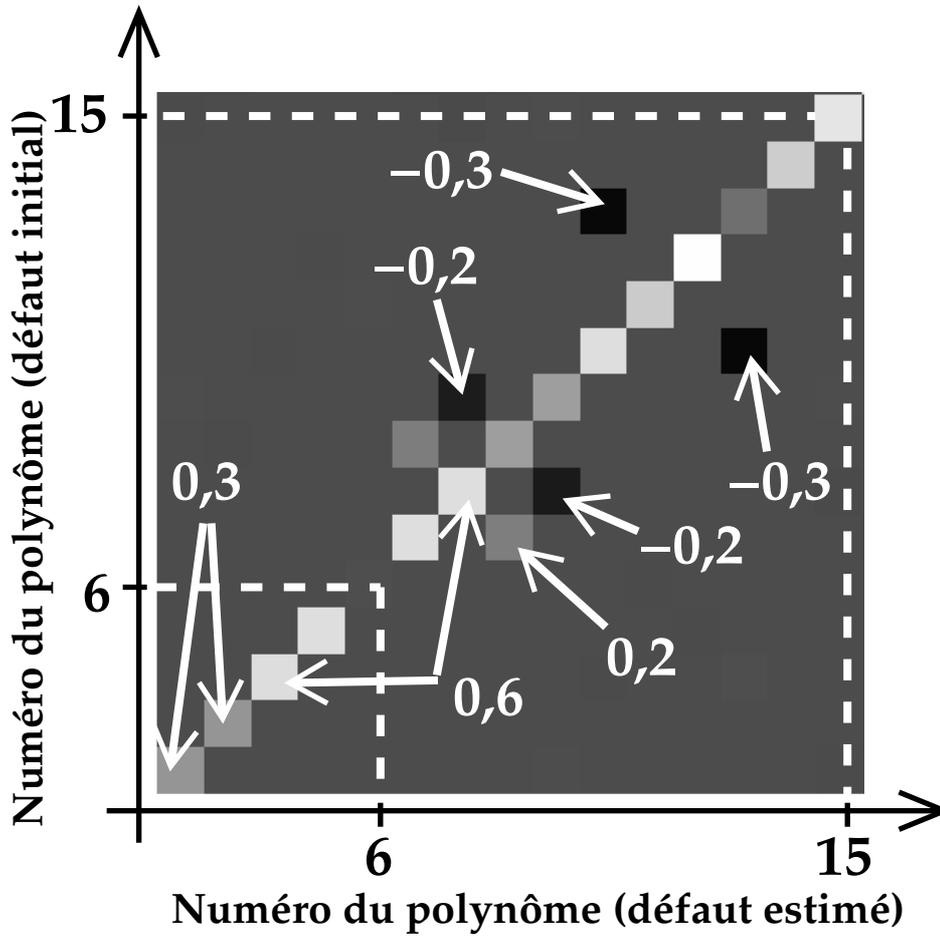


FIG. V.1.8 – Matrice dont la  $k^{\text{ième}}$  colonne est composée des 15 premiers coefficients de Zernike de la phase estimée par l'équation V.1.3 pour un défaut réel égal au  $k^{\text{ième}}$  polynôme de Zernike ( $2 \leq k \leq 15$ ). Tous les coefficients sont normalisés au coefficient du défaut initial. Des valeurs des coefficients sont données pour expliciter l'échelle de gris.

Je peux alors calculer les  $N_{\text{zer}}$  premiers coefficients de Zernike  $A_{\text{est}}(i)$  de la phase estimée  $\phi_{\text{est}}$  via l'équation V.1.3 pour un défaut réel de phase quelconque  $\phi = \sum_{k=2}^{N_{\text{zer}}} A(k) z_k$  :

$$A_{\text{est}}(i) = \sum_{k=2}^{N_{\text{zer}}} M_{N_{\text{zer}}}(i,k) A(k) \Rightarrow A_{\text{est}} = M_{N_{\text{zer}}} A. \quad (\text{V.1.5})$$

En inversant le problème – dans la pratique, je mesure  $A_{\text{est}}$  et recherche  $A$  –, j'obtiens

$$A = M_{N_{\text{zer}}}^{-1} A_{\text{est}}, \quad (\text{V.1.6})$$

où  $M_{N_{\text{zer}}}^{-1}$  est l'inverse<sup>78</sup> de  $M_{N_{\text{zer}}}$ . Finalement, je propose un nouvel estimateur  $\phi_{\text{est}, N_{\text{zer}}}$  des aberrations réelles  $\phi$  qui améliore l'estimation des  $N_{\text{zer}}$  premiers coefficients de Zernike de la

<sup>78</sup>  $M_{N_{\text{zer}}} M_{N_{\text{zer}}}^{-1} = \mathbf{1}$  avec  $\mathbf{1}$  la matrice identité.

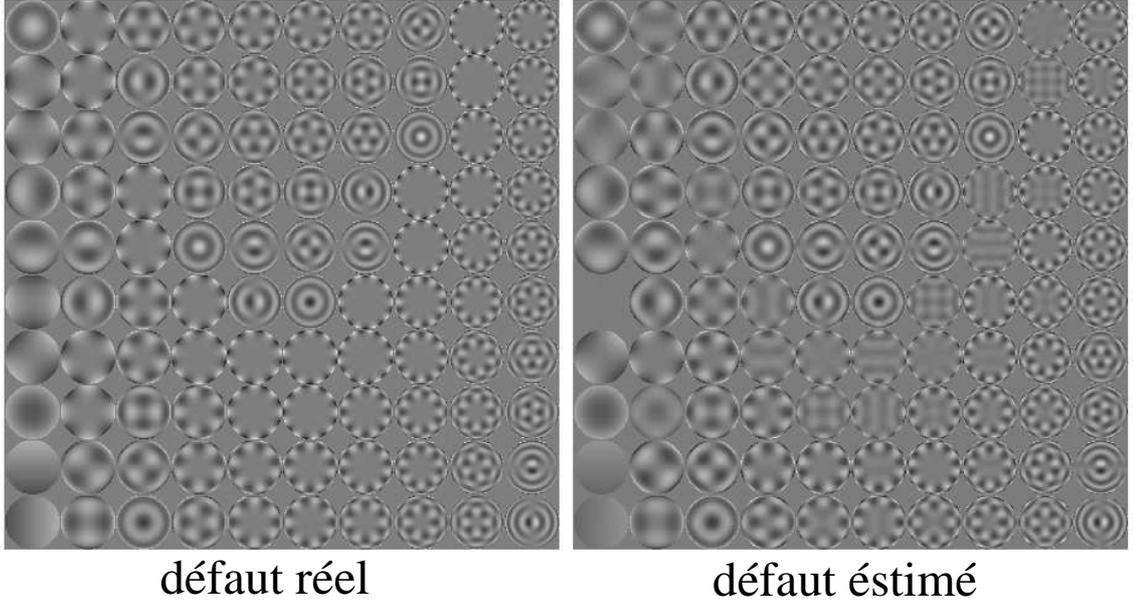


FIG. V.1.9 – Défaut de phase (gauche) et partie imaginaire de l'estimée par une SCC-FQPM via l'équation V.1.3 (droite) pour les cent premiers polynômes de Zernike ( $2 \leq n_{\text{zer}} \leq 101$ ).  $n_{\text{zer}}$  augmente de bas en haut puis de gauche à droite.

phase :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{\text{est}}(\vec{u}) + i \phi_{\text{est}}(\vec{u}) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\vec{\alpha})}{\psi_0 \overline{A^*_{\text{R}}}(\vec{\alpha}) F_{\text{R}\lambda}(\vec{\alpha})} \left( \frac{1}{M} \right)_0(\vec{\alpha}) \right] (\vec{u}) - P(\vec{u}), \\ A_{\text{est}}(k) = \iint \phi_{\text{est}}(\vec{u}) z_k(\vec{u}) d\vec{u}, \\ \phi_{\text{est}, N_{\text{zer}}}(\vec{u}) = \phi_{\text{est}}(\vec{u}) + \sum_{k=2}^{N_{\text{zer}}} [(M_{N_{\text{zer}}}^{-1} - \mathbf{1}) A_{\text{est}}](k) z_k(\vec{u}), \end{array} \right. \quad (\text{V.1.7})$$

où  $A_{\text{est}}$  est le vecteur des  $N_{\text{zer}}$  premiers coefficients de Zernike de la phase estimée par l'estimateur V.1.3 et  $\mathbf{1}$  la matrice identité.

### V.1.3.3 Performances

En utilisant le nouvel estimateur (Eq. V.1.7) pour améliorer la correction de plus ou moins de polynômes de Zernike – différentes valeurs de  $N_{\text{zer}}$  –, j'étudie l'énergie résiduelle  $C_1$  (paragraphe I.2.3.3) dans la zone de correction en fonction du nombre d'itérations. Les résultats pour un faisceau monochromatique, un rapport de diamètres de pupille  $\gamma = 20$  et un défaut de phase de 20 nm rms (DSP en  $f^{-3}$ ) sont fournis sur la figure V.1.10 pour plusieurs miroirs déformables : 16x16 (en haut à gauche), 32x32 (en haut à droite) ou 64x64 (en bas) actionneurs. Les codes de couleurs et de styles de points sont les mêmes sur les trois graphiques. Dans le cas d'un coronographe parfait (tirets noirs), la meilleure correction est fixée par les zéros de l'image de référence ( $\gamma = D/D_{\text{R}} = 20$ , paragraphe IV.1.1.2) quand ils se trouvent à l'intérieur de la zone de correction (64x64 actionneurs) avec une convergence en 6 itérations ou par la limite intrinsèque

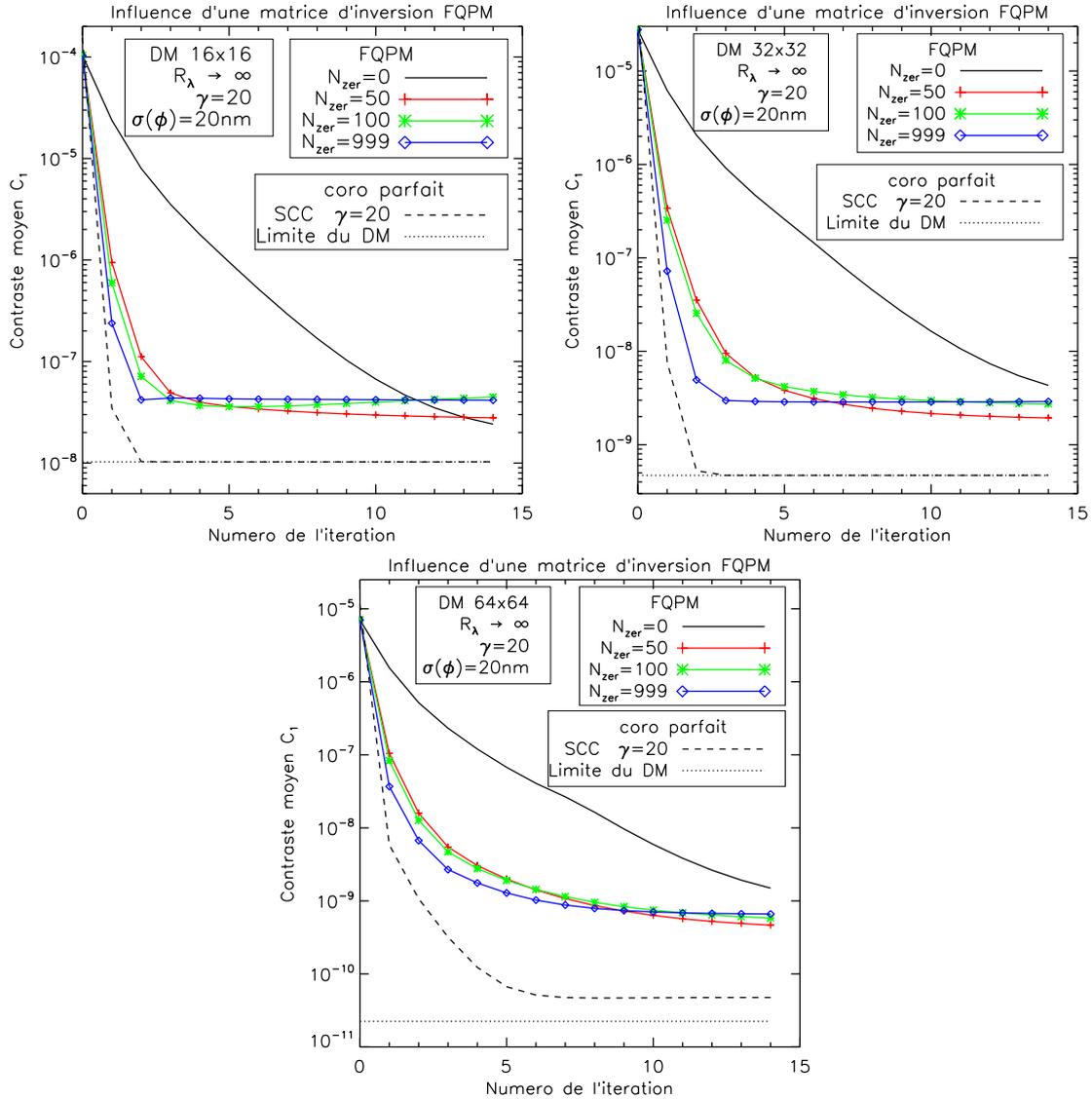


FIG. V.1.10 – Énergie résiduelle  $C_1$  normalisée au maximum de l'image de l'étoile centrale sans télescope et moyennée dans la zone de correction d'un miroir déformable possédant 16x16 (en haut à gauche), 32x32 (en haut à droite) ou 64x64 actionneurs (en bas). L'estimation des aberrations de phase – 20 nm rms initialement – est faite par une SCC-FQPM en utilisant l'équation V.1.7 avec plusieurs valeurs  $N_{\text{zer}}$  (codes de couleurs et de styles de points), c'est-à-dire plus ou moins de polynômes de Zernike dont la correction est améliorée. La limite du miroir déformable (paragraphe I.2.4.3.3) est tracée en pointillés noirs et le cas d'une estimation via une SCC associée à un coronographe parfait est précisé en tirets noirs (avec  $\gamma = 20$ ). La lumière est monochromatique ( $R_\lambda \rightarrow \infty$ ).

du miroir déformable (pointillés noirs, paragraphe I.2.4.3.3) dans le cas inverse (16x16 ou 32x32 actionneurs) avec une convergence en 3 itérations. Quand la boucle de correction est commandée par une SCC-FQPM utilisant l'équation V.1.3 (trait plein noir,  $N_{\text{zer}} = 0$ ), la vitesse de convergence est beaucoup plus lente ( $> 20$  itérations) et le niveau final peut-être jusqu'à  $\sim 20$  fois plus élevé. En augmentant le nombre  $N_{\text{zer}}$  de polynômes de Zernike dont la correction est améliorée (croix rouges, étoiles vertes et diamants bleus respectivement pour  $N_{\text{zer}} = 50, 100$  et 999) grâce au nouvel estimateur (Eq. V.1.7), je retrouve la vitesse de convergence atteinte avec un coronographe parfait pour les trois tailles de miroir. Le niveau de correction est en revanche dégradé d'un facteur  $\sim 5$  (16x16 et 32x32), voire  $\sim 10$  (64x64) et cette dégradation paraît augmenter quand  $N_{\text{zer}}$  augmente dans le cas du miroir 64x64. Comme je le montre (flèches blanches) sur les images interférentielles de la quinzième itération pour différentes valeurs de  $N_{\text{zer}}$  (à gauche sur la figure V.1.11), ceci est dû à l'amplification de certaines tavelures se trouvant à la périphérie de la zone de correction du miroir déformable ou aux alentours de la zone d'influence des  $N_{\text{zer}}$  polynômes. Les premiers sont amplifiés sans doute parce que d'une part, il y a incompatibilité entre

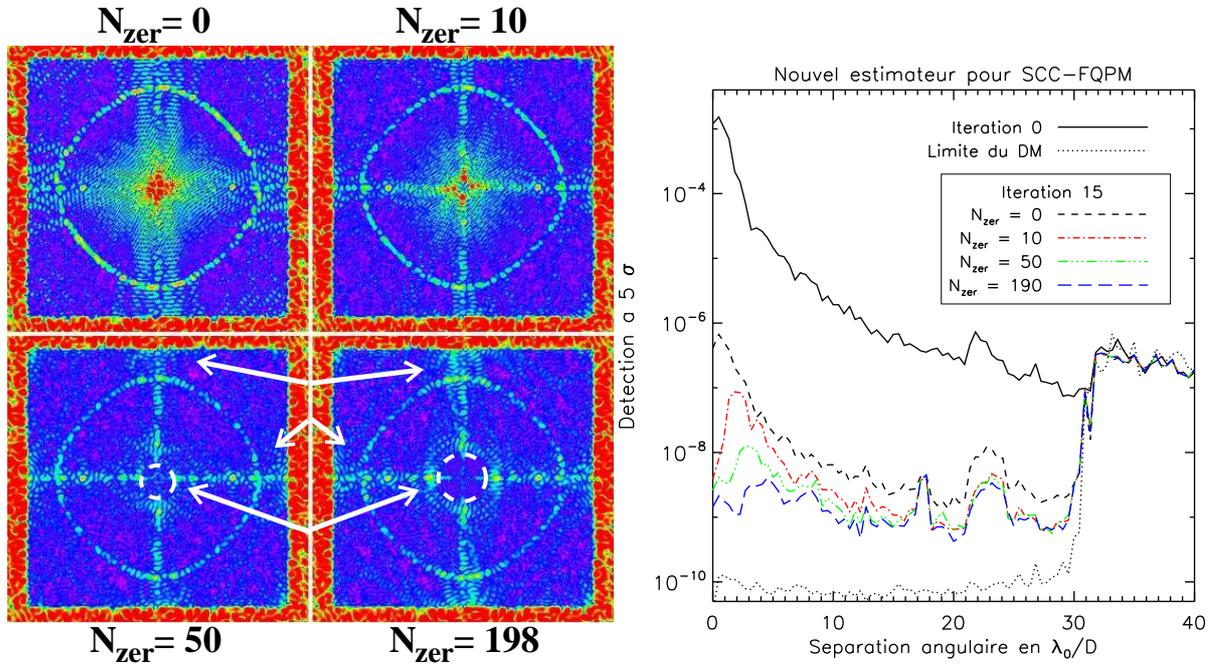


FIG. V.1.11 – À gauche : images interférentielles produites par la SCC-FQPM à l'itération 15 de la boucle de correction commandée par l'équation V.1.3 ( $N_{\text{zer}} = 0$ ) ou l'équation V.1.7 avec plusieurs valeurs de  $N_{\text{zer}}$ . La lumière est monochromatique et  $\gamma = 20$  (cercle de tavelures non corrigées). Le défaut de phase est de 20 nm. Les flèches blanches désignent les lieux où les tavelures sont amplifiées quand  $N_{\text{zer}}$  augmente de 50 à 198. Les cercles blancs représentent la zone centrale d'influence des  $N_{\text{zer}}$  premiers polynômes de Zernike. Le miroir déformable possède 64x64 actionneurs. L'échelle logarithmique de couleurs est identique sur les quatre images. À droite : profils radiaux de la détection à  $5\sigma$  dans ces images en fonction de la séparation angulaire.  $N_{\text{zer}} = 0$  est représenté en tirets noirs,  $N_{\text{zer}} = 10$  en trait mixte fin rouge, 50 en trait mixte fin à trois tirets vert et 198 en tirets longs bleus. Le profil du résidu coronographique initial est tracé en trait plein noir (itération 0). La limite du miroir déformable (64x64) est ajoutée en pointillés noirs. Le rapport des diamètres ( $\gamma = 20$ ) provoque un rebond vers  $22 - 23\lambda_0/D$ .

les symétries des polynômes de Zernike (circulaire) et de l'algorithme de minimisation de l'énergie dans la zone (carrée) corrigée par le miroir déformable et d'autre part, la base des polynômes de Zernike simulés n'est pas exactement orthogonale à cause de la pixelisation (effet que je n'ai pas pris en compte dans la matrice  $M_{\text{zer}}$ ). Les autres tavelures amplifiées le sont parce que l'influence des premiers polynômes de Zernike se fait ressentir principalement au centre de l'image et non uniformément sur tout le champ du plan focal. Les images de la figure V.1.11, mettent donc en évidence l'amélioration de la correction sur l'ensemble de la zone d'intérêt quand  $N_{\text{zer}}$  augmente de 0 à 50 pour un miroir 64x64 – les tavelures les plus brillantes, au centre de l'image, sont très atténuées, voire supprimées. Elles mettent également en avant que la zone centrale (cercles blancs) s'agrandit quand  $N_{\text{zer}}$  augmente comme le confirment les profils radiaux de la détection à  $5\sigma$  dans ces quatre images (à droite sur la figure V.1.11). Finalement, l'objectif serait d'augmenter le nombre de polynômes de Zernike  $N_{\text{zer}}$  pour que la zone d'influence de ces polynômes s'étende sur toute l'aire de correction du miroir déformable (cas des miroirs 16x16 et 32x32 avec  $N_{\text{zer}} = 999$ ). Les inconvénients de cette approche sont d'une part, le très grand nombre de polynômes de Zernike à prendre en compte –  $\sim 1000$  pour un miroir 32x32 actionneurs – et d'autre part, l'apparition de valeurs singulières de  $M_{\text{zer}}$  proches de zéro – problème d'inversion de la matrice et stabilité de la boucle de correction. Un compromis entre vitesse de convergence, temps de calcul, stabilité et niveau de correction doit être fait. Pour trouver ce compromis, il ne faut pas oublier que la SCC permet d'estimer – en plus des aberrations du front d'onde – l'image du compagnon (Eq. III.2.12 et chapitre IV.4) et que la contrainte sur le niveau à atteindre avec la boucle de correction peut être relâchée.

Je ne développe pas plus cette étude au cours de laquelle une autre solution d'amélioration de l'estimateur *brut* s'est avérée plus élégante et *a priori* plus efficace. Dans cette solution, je détermine une matrice d'interaction de l'ensemble SCC-FQPM-miroir déformable et m'intéresse uniquement à l'amplitude complexe dans le plan focal sans chercher à estimer les aberrations en plan pupille. Les résultats préliminaires obtenus en simulations numériques sont très encourageants et l'algorithme, encore en cours de développement, sera très prochainement testé sur le banc d'imagerie très haute dynamique décrit au chapitre V.2. Cette méthode permet en plus de s'affranchir de l'estimation de l'amplitude complexe  $\overline{A}_R$  de la voie de référence : la pupille de référence peut être positionnée n'importe où dans le plan du diaphragme de Lyot à une distance de  $\xi_0 \gtrsim D \left(1,5 + \frac{1}{\gamma}\right)$ , 1,1 et les problèmes d'éclairement uniforme et de phase constante sur la pupille de référence sont éliminés. Cependant, la limitation due aux zéros de l'image de référence existe toujours de vigueur : l'information contenue par les tavelures non frangées ne peut pas être extraite.

#### V.1.4 Impact du chromatisme et des aberrations d'amplitude

Le remplacement du coronographe parfait par un coronographe à quatre quadrants ne supprime bien entendu pas les limitations dues au chromatisme et mises en évidence au paragraphe IV.2.2. Dès que les franges se brouillent à l'intérieur de la zone d'action du miroir déformable : la zone de correction d'une SCC-FQPM est limitée comme celle d'une SCC associée à un coronographe parfait – paragraphe IV.2.2.2 ; la vitesse de convergence est légèrement ralentie ; et le niveau final de la détection est dégradé. Ce sont ces deux derniers points que je mets en évidence en traçant sur la figure V.1.12 l'énergie résiduelle normalisée  $C_1$  dans la zone de correction d'un miroir possédant 32x32 actionneurs en fonction du nombre d'itérations et pour plusieurs largeurs spectrales. Cette figure est l'analogue pour la SCC-FQPM avec  $\gamma = D/D_R = 20$  de la figure IV.2.5 pour la SCC associée à un coronographe parfait et  $\gamma = 1000$ . La seule différence

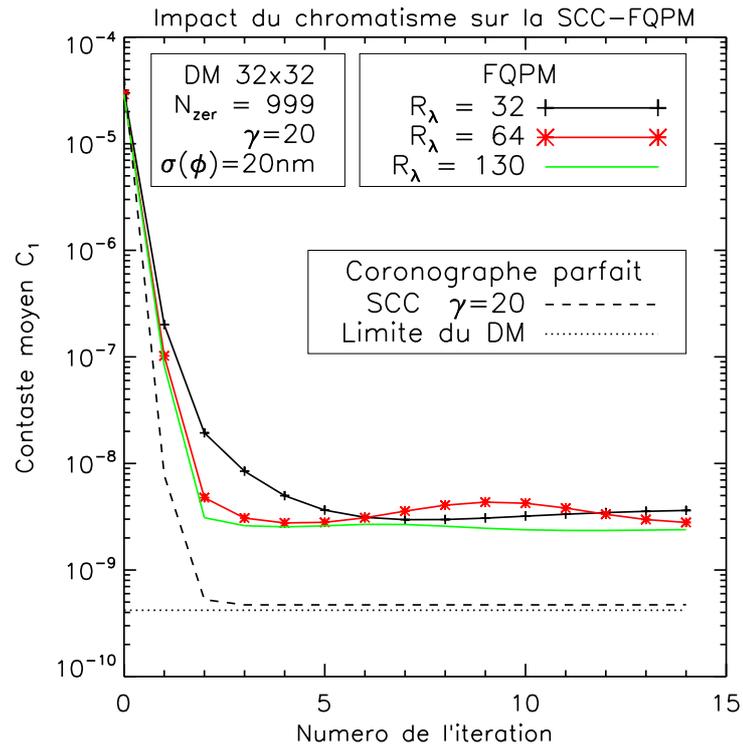


FIG. V.1.12 – Énergie résiduelle normalisée  $C_1$  dans la zone de correction d'un miroir possédant 32x32 actionneurs en fonction du nombre d'itérations et pour plusieurs largeurs spectrales (codes de couleurs et de styles de points). Le cas d'un coronographe parfait travaillant en lumière monochromatique avec un rapport de diamètres de pupilles de  $\gamma = 20$  est rappelé en tirets noirs. La limite intrinsèque du miroir déformable est représentée en pointillés. Le niveau des aberrations de phase est fixé à 20 nm avec une densité spectrale de puissance évoluant en  $f^{-3}$ . Les 999 premiers polynômes de Zernike sont corrigés au mieux en utilisant l'estimateur de l'équation V.1.7.

remarquable est l'oscillation observée pour  $R_\lambda = 64$ . Celle-ci est certainement due au fait que le brouillage des franges se produit juste au niveau du premier anneau de zéros de la référence –  $\gamma \lambda_0/D \simeq \alpha_B$  (Eq. IV.2.6).

Les solutions envisagées pour compenser le chromatisme dans une *self-coherent camera* associée à un coronographe parfait ou à un coronographe à quatre quadrants sont identiques. La SCC-FQPM pourrait être combinée à un interféromètre à intégrale de champ (IFS), à un compensateur de Wynne (dont je présente l'association avec une SCC-FQPM dans la figure V.1.13) ou, plus généralement, à un instrument qui permet à la SCC de travailler en lumière quasi-monochromatique.

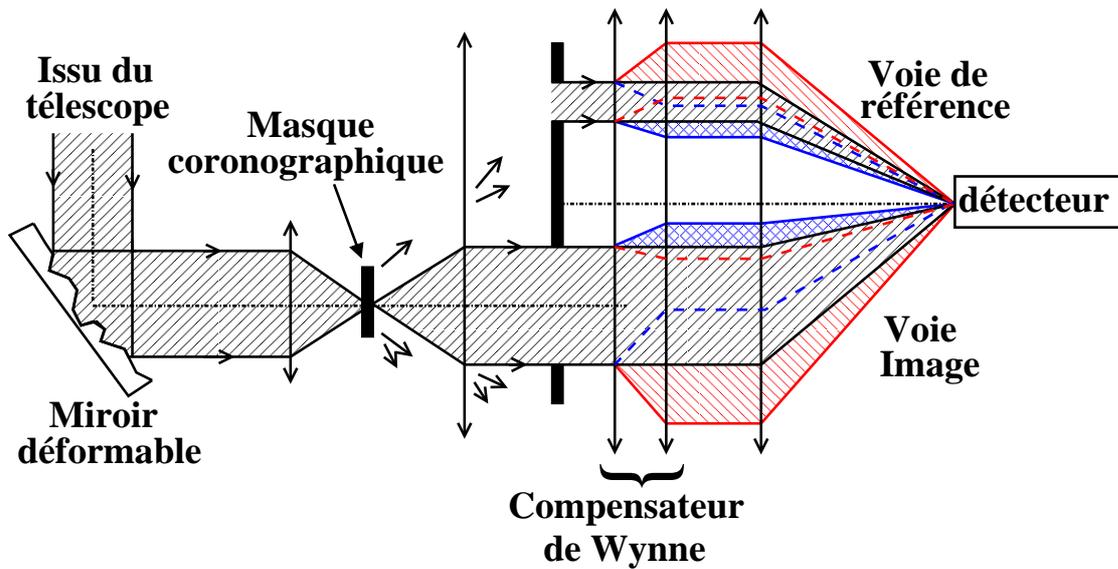


FIG. V.1.13 – Schéma d'une SCC-FQPM contrôlant un miroir déformable et associée à un compensateur de Wynne qui disperse les pupilles image et de référence différemment selon les longueurs d'onde (différentes couleurs) pour assurer un interfrange et une dispersion des tavelures constants sur le domaine spectral considéré.

Comme l'impact du chromatisme, celui des aberrations d'amplitude est identique dans le cas d'une SCC-FQPM ou d'une SCC associée à un coronographe parfait (paragraphe IV.2.1) : les tavelures non corrigées et proches du centre de l'image diffractent de l'énergie dans la zone corrigée et limitent la détection ; cet effet est d'autant plus important que la densité spectrale de puissance des aberrations d'amplitude évolue rapidement (DSP en  $f^{-n}$  avec  $n$  grand).

## Chapitre V.2

# Analyseur de surface d'onde : étude expérimentale en laboratoire

Plusieurs étapes sont requises avant l'intégration d'un instrument comme la *self-coherent camera* sur un télescope terrestre ou spatial. Après l'étude théorique et l'optimisation des paramètres par simulations numériques – voir les paragraphes précédents –, des prototypes de l'instrument doivent être développés et testés en laboratoire. Nous<sup>79</sup> avons alors créé le banc optique de démonstration d'imagerie très haute dynamique (ITHD, paragraphe V.2.1) pour mettre à l'épreuve un premier prototype de la SCC. J'ai ainsi obtenu les premières mesures d'un défaut de phase par la SCC-FQPM (paragraphe V.2.2).

### V.2.1 Le banc d'Imagerie Très Haute Dynamique

Au cours de ma thèse, je me suis impliqué dans la conception du banc achromatique (ITHD). Ce banc, décrit au paragraphe V.2.1.1, sera utilisé pour tester différentes techniques coronographiques et post-coronographiques en lumière visible, comme cela est déjà fait sur un banc similaire de l'équipe pour les longueurs d'onde de l'infrarouge ( $1\ \mu\text{m} < \lambda < 5\ \mu\text{m}$ ). Malheureusement, le développement d'un banc de cette envergure demande du temps – conception du montage optique puis des supports mécaniques, commande et fabrication des différents composants, intégration – et les derniers composants ont été livrés début juin 2009. Pour ne pas être en reste, j'ai construit une version simplifiée de ce banc (paragraphe V.2.1.2).

#### V.2.1.1 Version achromatique

##### V.2.1.1.1 Objectifs

Le principal objectif scientifique qui a gouverné la conception du banc ITHD est la mise à l'épreuve de la *self-coherent camera* en lumière polychromatique (analyseur de surface d'onde et imagerie différentielle). Mais, à terme, ce banc permettra de tester dans les mêmes conditions – donc, de comparer – différents types de coronographes achromatiques et différentes techniques post-coronographiques en lumière visible.

---

<sup>79</sup>Plusieurs personnes du LESIA travaillent à la mise en place de ce banc : ingénieurs, mécaniciens, opticiens, scientifiques. Par ailleurs, pendant leurs stages de fin d'études, Chloé Coton et Julien Totems ont étudié plusieurs composants de ce banc : compensateur de Wynne, tip-tilt, Shack-Hartmann. Enfin, Marion Mas a commencé une thèse en septembre 2008 dont l'objectif principal est le développement du banc ITHD.

L'achromaticité impose un montage optique en réflexion. Il faut également un miroir déformable à contrôler par la SCC (ou l'analyseur de surface d'onde testé) pour compenser les aberrations quasi-statiques. Ensuite, pour vérifier que la *self-coherent camera* mesure correctement ces aberrations et pour compenser d'éventuelles aberrations dynamiques, nous avons décidé d'installer un deuxième analyseur de surface d'onde indépendant et de type Shack-Hartmann. Comme la SCC est destinée à mesurer des aberrations quasi-statiques de faible amplitude, un coronographe à fort taux de réjection est requis : il faut atteindre le bruit de tavelures (paragraphe I.2.1.2). Nous avons choisi un coronographe à quatre quadrants attaqué par un faisceau fermé (faible rapport d'ouverture<sup>80</sup>). Le coronographe étant très sensible aux défauts de tip-tilt, nous avons ajouté un miroir de basculement contrôlé par l'analyseur Shack-Hartmann pour les compenser à une fréquence temporelle de quelques dizaines de hertz. Enfin, pour diminuer les aberrations dynamiques, nous avons prévu, à terme, de capoter le montage optique et avons minimisé la hauteur du faisceau<sup>81</sup>.

### V.2.1.1.2 Schéma optique

Sous ces conditions, nous avons défini le banc optique dont le schéma et la photographie sont présentés sur les figures V.2.1 et V.2.2. Le sens de parcours du faisceau (vert) est précisé

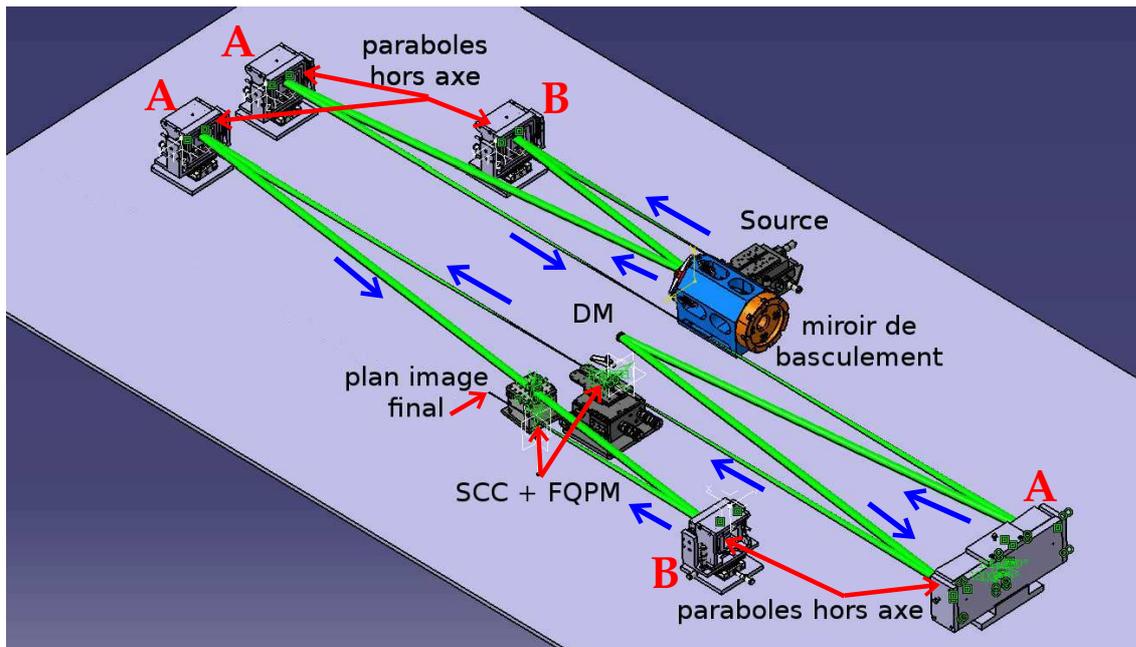


FIG. V.2.1 – Représentation du banc ITHD achromatique et étude de l'encombrement des montures. Le sens de parcours du faisceau (vert) est indiqué par les flèches bleues. Le diamètre du faisceau collimaté est  $\sim 9$  mm dans le plan du miroir déformable. Le rapport d'ouverture du faisceau attaquant le coronographe est  $F/D = 80$ . Le détecteur et le miroir déformable (DM) ne sont pas représentés. Voir le texte pour plus de détails.

par des flèches bleues. Le diamètre du faisceau collimaté est  $\sim 9$  mm dans le plan du miroir

<sup>80</sup>Le coronographe est d'autant plus efficace que le faisceau optique est fermé.

<sup>81</sup>L'amplitude des perturbations est d'autant plus importante que la hauteur du capot est grande.

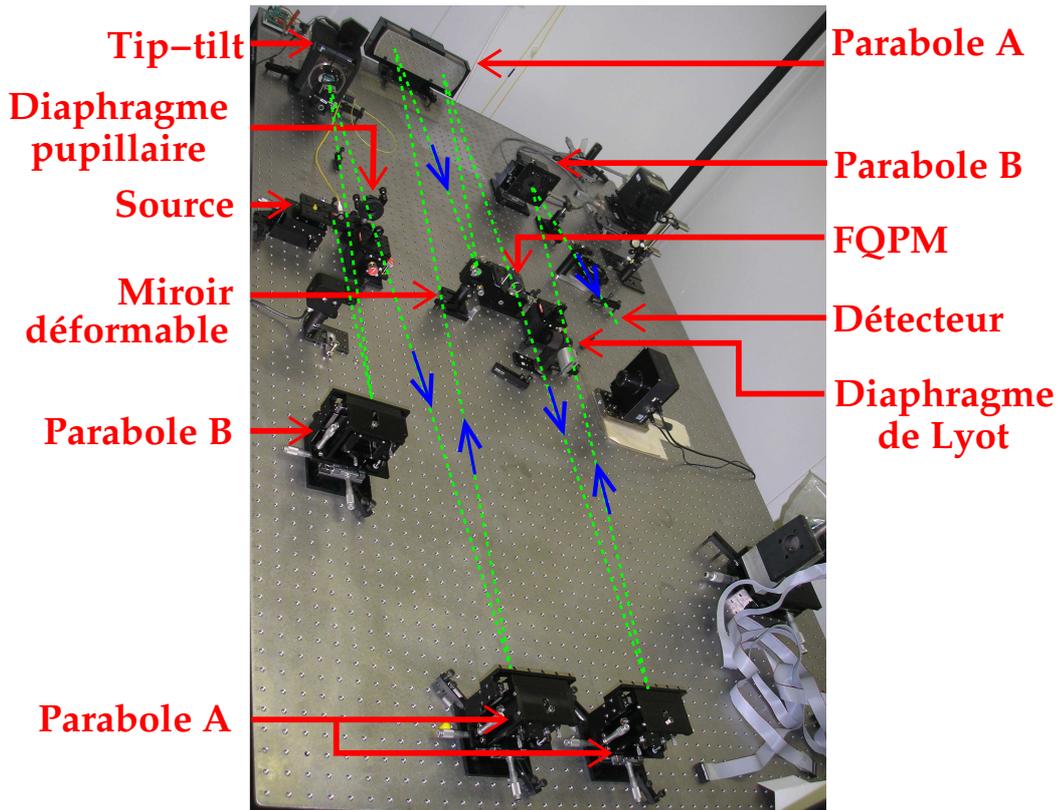


FIG. V.2.2 – Photographie du banc ITHD achromatique installé en salle blanche (classe 10000). Le sens de parcours du faisceau (vert) est indiqué par les flèches bleues. Le détecteur et le miroir déformable ne sont pas installés sur cette photographie. Voir le texte pour plus de détails.

déformable (DM). Le détecteur (dans le plan image final), ainsi que le miroir déformable et son électronique ne sont pas représentés sur la figure V.2.1 mais leurs encombrements ont été pris en compte. Les paragraphes suivants décrivent chaque partie du montage.

#### V.2.1.1.3 La source lumineuse

La source polychromatique, de la marque Fianium<sup>®</sup>, est composée d'un laser femtoseconde injecté dans une fibre non linéaire pour créer un faisceau centré en  $\lambda_0 = 1060$  nm et dont la bande spectrale s'étend de 450 à 1750 nm avec un spectre plat. La puissance intégrée est de 2 W.

Pour réaliser les réglages et les premières expériences en lumière monochromatique, la source utilisée est une diode laser centrée en  $\lambda_0 = 635$  nm, de largeur spectrale de  $< 1\%$  et d'une puissance de 2,5 mW.

#### V.2.1.1.4 Ouverture du faisceau et miroirs paraboliques

Le diamètre de la pupille est fixé par la zone utile du miroir déformable :  $\sim 9$  mm (voir plus loin). Pour que le faisceau optique soit fermé en arrivant sur le coronographe, il faut utiliser des miroirs paraboliques de grandes distances focales – une limite supérieure est fixée par la taille finie du banc optique  $2000 \times 1250$  mm<sup>2</sup>. Le schéma de la figure V.2.3 fournit les caractéristiques des

deux types de miroirs paraboliques (A et B), les positionnements des optiques et l'ouverture du faisceau d'entrée ( $F/50$ ) et du faisceau attaquant le coronographe ( $F/80$ ). Toutes les dimensions sont exprimées en millimètres.

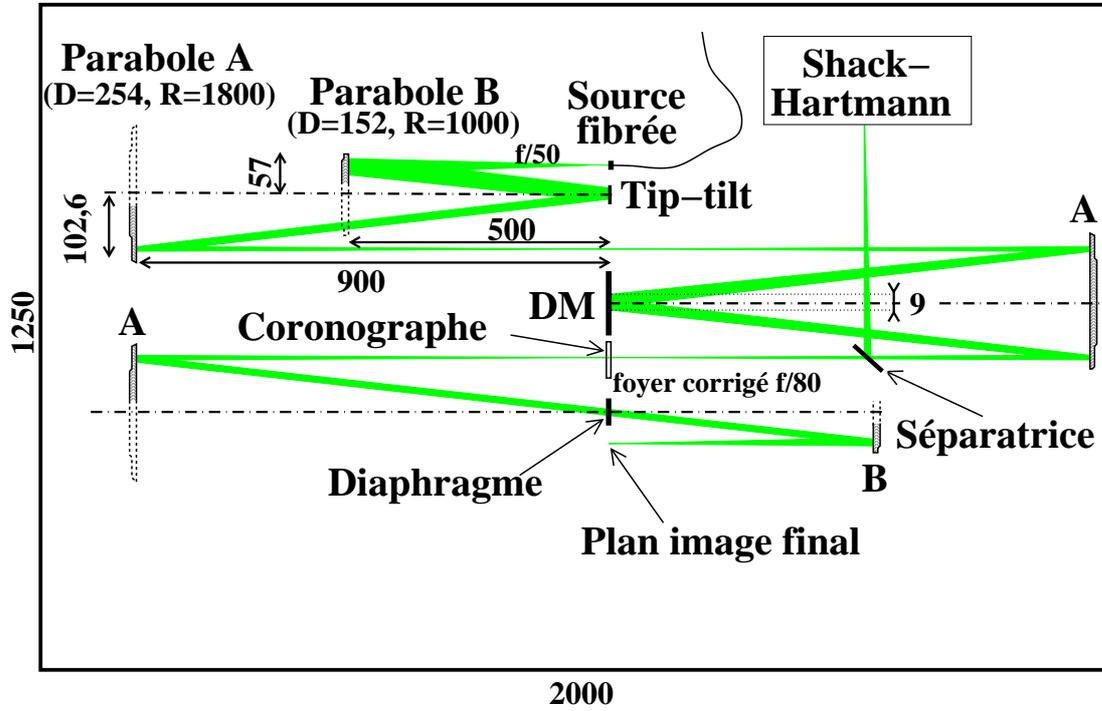


FIG. V.2.3 – Schéma optique du banc ITHD achromatique. Le diamètre du faisceau est  $\sim 9$  mm dans le plan du miroir déformable. Toutes les dimensions sont exprimées en millimètres. Les lettres A et B désignent les paraboles de type A ou B. Le carré extérieur délimite la surface de la table optique.

#### V.2.1.1.5 Miroir de basculement

Le miroir de basculement, ou tip-tilt, est constitué de deux actionneurs piézoélectriques. Leur course maximale est 2 mrad et la précision de déplacement est  $0,16 \mu\text{rad}$ . Pour plus de détails, je renvoie le lecteur au rapport de stage de fin d'études de Chloé Coton<sup>82</sup> qui a étudié les performances de ce miroir.

#### V.2.1.1.6 Deuxième analyseur de surface d'onde

Pour vérifier que la *self-coherent camera* mesure correctement les aberrations de phase quasi-statiques, nous ajoutons une voie classique d'analyse de surface d'onde en amont du coronographe : un analyseur de type Shack-Hartmann constitué de  $31 \times 31$  sous-pupilles et fonctionnant à une fréquence de l'ordre de quelques centaines de hertz (voir le tableau V.2.1). Grâce à cette dernière spécification, nous contrôlons le miroir tip-tilt *via* cet analyseur à une fréquence de  $\sim 10$  Hz.

<sup>82</sup> Étant donné que ce rapport n'est pas référencé, je peux en fournir une version électronique.

<b>Matrice de micro-lentilles</b>	
Nombre de micro-lentilles	31x31
Taille des micro-lentilles	$111 \pm 5 \mu\text{m}$
Focale des micro-lentilles	$10 \pm 1 \text{ mm}$
<b>Détecteur : AVT PIKE F-032B</b>	
Capteur	KODAK Kai 0340
Taille des pixels	$7,4 \mu\text{m}$
Taille du détecteur	640x480 pixels
<i>Binning</i>	1x1 ou 2x2
Vitesses de lecture mesurées	106 images (640x480) par seconde 379 images (320x240) par seconde
Conversion analogique/numérique (ADC)	14 bits
<i>Full Well Capacity</i> (FWC) mesurée	$\sim 12,5 \text{ ke}$ par pixel à 40 MHz
Gain ( <i>binning</i> 1x1 et 2x2) mesuré	$\sim 0,2\text{e}/\text{ADU}$
Bruit de lecture mesuré	$\sim 16 \text{ e}$ à 40 MHz
Bruits d'obscurité ( <i>dark</i> ) mesurés	$\sim 1,5 \text{ e.s}^{-1}$ <i>binning</i> 1x1 $\sim 6 \text{ e.s}^{-1}$ <i>binning</i> 2x2

TAB. V.2.1 – Principales caractéristiques de l'analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann constitué d'une matrice de micro-lentilles et d'un détecteur CCD. Les caractéristiques du CCD ont été mesurées par Chloé Coton pendant son stage de fin d'études.

#### V.2.1.1.7 Miroir déformable

**V.2.1.1.7.1 MEMS Boston Michromachines** Notre choix du miroir déformable s'est rapidement porté sur un miroir *microelectromechanical systems* (MEMS) de l'entreprise Boston Michromachines<sup>®</sup>, à surface continue et dont les principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau V.2.2.

**V.2.1.1.7.2 Miroir OKO** Mais un tel miroir déformable – le *Boston Michromachines* – et son électronique de contrôle coûtent cher et en attendant d'obtenir les financements puis, une fois le miroir commandé, d'être livrés, nous avons emprunté<sup>83</sup> un miroir déformable électrostatique OKO décrit dans le tableau V.2.2.

#### V.2.1.1.8 Détecteur

Le choix du détecteur n'est pas encore arrêté et, dans un premier temps, nous utilisons une camera SBIG-ST402 possédant 765x510 pixels carrés de  $9 \mu\text{m}$  de côté. Sa dynamique est de 16 bits. Son principal inconvénient est son obturateur mécanique qui fait vibrer le détecteur quand nous enregistrons une série d'images.

<sup>83</sup>Merci à Frédéric Zamkostian du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) pour ce prêt.

<b>Miroir déformable MEMS Boston Michromachines®</b>	
Nombre d'actionneurs	32x32
Espace inter-actionneur	300 $\mu\text{m}$
Taille de la zone utile	pupille de 9 mm
Nombre d'actionneurs morts	0% dans un rayon de 32 actionneurs
Qualité de surface par actionneur	< 30 nm rms < 90 nm <i>peak-to-valley</i>
Course maximale des actionneurs	1500 nm
Course nécessaire pour aplanir la surface du miroir	< 13% de la course maximale (Boston) ~ 30% d'après Olivier Guyon
Couplage inter-actionneur (plus proche voisin)	~ 25% et < 30%
Réponse des actionneurs en fonction du voltage $V$	proportionnelle à $V^2$
Uniformité de la fonction d'influence	< 5%
Hystérésis de la réponse d'un actionneur	< 0,1 nm sur quelques minutes
Réfectivité du miroir	> 90% entre 400 et 1200 nm
Bande passante temporelle (DM+électronique)	> 2 kHz
Voltage maximum	295 V
<b>Miroir déformable OKO</b>	
Nombre d'actionneurs	37 sur un réseau hexagonal
Espace inter-actionneur	~ 1,8 mm
Diamètre de la pupille	~ 10 mm
Nombre d'actionneurs morts	0%
Qualité de surface	défauts de revêtement < 2x1 mm <sup>2</sup> rugosité < 5 nm
Course maximale des actionneurs	~ 540 nm après mise à plat
Course nécessaire pour aplanir la surface du miroir	< 0,6 $\mu\text{m}$
Couplage inter-actionneur (plus proche voisin)	~ 60%
Réponse des actionneurs en fonction du voltage $V$	proportionnelle à $V^2$
Uniformité de la fonction d'influence	< 15%
Hystérésis de la réponse d'un actionneur	inférieure au bruit de mesure
Bande passante temporelle (DM+électronique)	0,5 Hz
Voltage	0 à 266 V

TAB. V.2.2 – Principales caractéristiques des miroirs déformables. Les données sont issues des documentations des constructeurs, de communications privées avec Olivier Guyon (pour le Boston), de la thèse de Liotard (2005) et de mesures effectuées par notre équipe (OKO).

### V.2.1.2 Version monochromatique

Comme je l'ai déjà indiqué, les derniers composants du banc ITHD dans sa version achromatique n'ont été livrés que début juin 2009. Pour ne pas être tributaire de ces délais de commande et de livraison, j'ai construit une version simplifiée du banc.

Sans les miroirs paraboliques (livraison en juin 2009), un banc en transmission s'impose. D'autre part, sans miroir déformable<sup>84</sup>, le seul point que je peux vérifier est la mesure d'un défaut de phase par la *self-coherent camera* (sans correction active). Toute la difficulté est alors d'introduire un défaut de phase connu. Pour cela, j'utilise le banc monochromatique dont une photographie et le schéma optique sont fournis sur la figure V.2.4. La source lumineuse est une diode

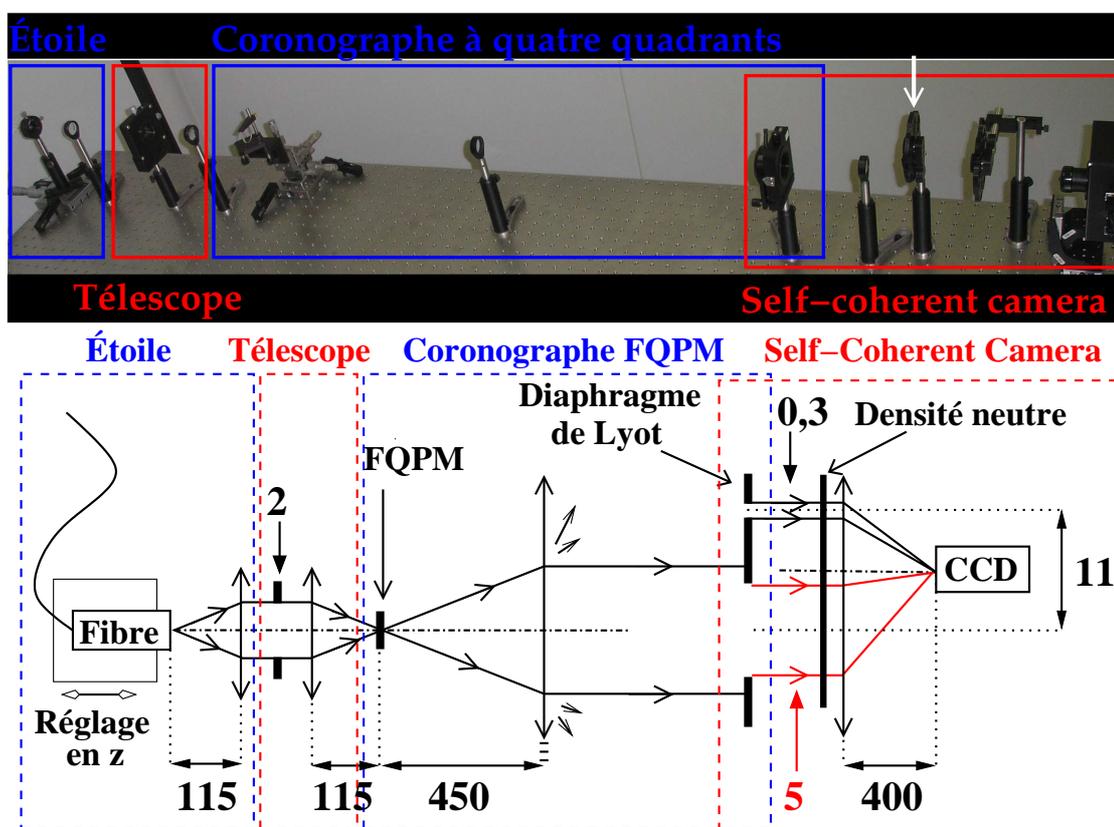


FIG. V.2.4 – . Photographie (haut) et schéma optique (bas) du banc monochromatique dédié à la mesure d'un défaut de phase par la self-coherent camera associée à un coronographe à quatre quadrants monochromatique. **Haut :** la flèche blanche désigne une roue à masques permettant d'ouvrir ou fermer chacune des voies image et de référence. **Bas :** toutes les distances sont indiquées en millimètres. Les flèches affublées d'un nombre précisent le diamètre du faisceau aux lieux où elles pointent.

laser fibrée, centrée en  $\lambda_0 = 635$  nm, de largeur spectrale de  $< 1\%$  et d'une puissance de 2,5 mW. Le faisceau est collimaté puis un diaphragme de diamètre  $D = 2$  mm définit la pupille du télescope simulé (encadré rouge) dont l'ouverture est  $F/D \simeq 1/55$ . L'étage coronographique (encadré bleu) est composé d'un coronographe à quatre quadrants monochromatique<sup>85</sup> optimisé

<sup>84</sup>Nous avons emprunté le miroir déformable OKO seulement à partir de mi-mai 2009.

<sup>85</sup>Voir le chapitre II.1 pour une description des coronographes à quatre quadrants monochromatiques.

pour  $\lambda_1 = 655$  nm et d'un diaphragme de Lyot dont le diamètre vaut 5 mm, c'est-à-dire 63% du diamètre<sup>86</sup> de la pupille initiale<sup>87</sup>. La voie de référence de la *self-coherent camera* (encadré rouge) est créée en ajoutant un diaphragme de diamètre  $D_R = 0,3$  mm ( $\gamma = D/D_R \simeq 17$ ) à une distance  $\xi_0 = 2,2D > \xi_{0\min}$  (Eq. V.1.1). Une dernière lentille recombine les faisceaux image et de référence qui interfèrent sur le détecteur – camera SBIG-ST402.

## V.2.2 Estimation expérimentale d'un défaut de phase

Dans cette version monochromatique du banc (paragraphe V.2.1.2), le support de la fibre optique qui injecte le flux dans le montage peut être déplacé selon l'axe optique et j'introduis ainsi un défaut de focalisation que je mesure grâce à la SCC-FQPM. Pour réaliser cette mesure, j'enregistre plusieurs séries d'images (paragraphe V.2.2.1) et leur applique (paragraphe V.2.2.2) l'estimateur SCC-FQPM décrit ci-dessus.

### V.2.2.1 Protocole

N'ayant pas de mesure indépendante et absolue du défaut du front d'onde, je mesure un défaut de phase relatif entre deux positions (notées 1 et 2) de la source. Il s'agit principalement d'un défaut de focalisation et de *tip-tilt* de la phase (l'axe de déplacement de la source n'est pas exactement confondu avec l'axe optique). Une roue à masques – non représentée sur le schéma optique mais visible (flèche blanche) sur la photographie de la figure V.2.4 – me permet d'ouvrir :

- les deux voies, image et de référence, pour enregistrer une série de 20 images interférentielles SCC pour chaque position (1 et 2) ;
- uniquement la voie de référence pour réaliser une mesure de l'image de référence pour la position 1 ;
- uniquement la voie image pour déterminer le flux stellaire à partir d'une image non coronographiée obtenue pour la position 1.

La mesure étant différentielle, le masque coronographique doit rester immobile entre la mesure de chacun des défauts de focalisation. Pour cette raison, je procède selon le schéma suivant : enregistrement des images non coronographiques de la position 1 ; centrage du coronographe ; enregistrement des images SCC et de référence ; déplacement de la source à la position 2 ; enregistrement des images SCC. La figure V.2.5 fournit un exemple d'images interférentielles brutes pour chaque position (focalisations 1 et 2). Les images du bas proposent un agrandissement de la partie centrale du résidu coronographique frangé par la SCC-FQPM.

### V.2.2.2 Traitement des données et résultats

Une fois les images enregistrées (765x510 pixels), je les traite comme suit :

- je retire le fond continu à chaque image interférentielle, de référence et non coronographique ;
- je détermine le centre des images en utilisant la moyenne des images interférentielles<sup>88</sup>, je centre toutes les images sur la même position et je découpe l'image carré (478x478, ici) la plus grande possible ;

---

<sup>86</sup>Je compare le diamètre  $D$  agrandi d'un facteur 450/115 par les lentilles au diamètre du diaphragme de Lyot. Voir paragraphe II.2.1.2

<sup>87</sup>J'utilise un diaphragme de Lyot si petit non par choix mais parce que je n'en ai pas de plus grands.

<sup>88</sup>Je ne peux pas le faire en utilisant les images non coronographiques parce que le masque coronographique modifie le centrage de l'image.

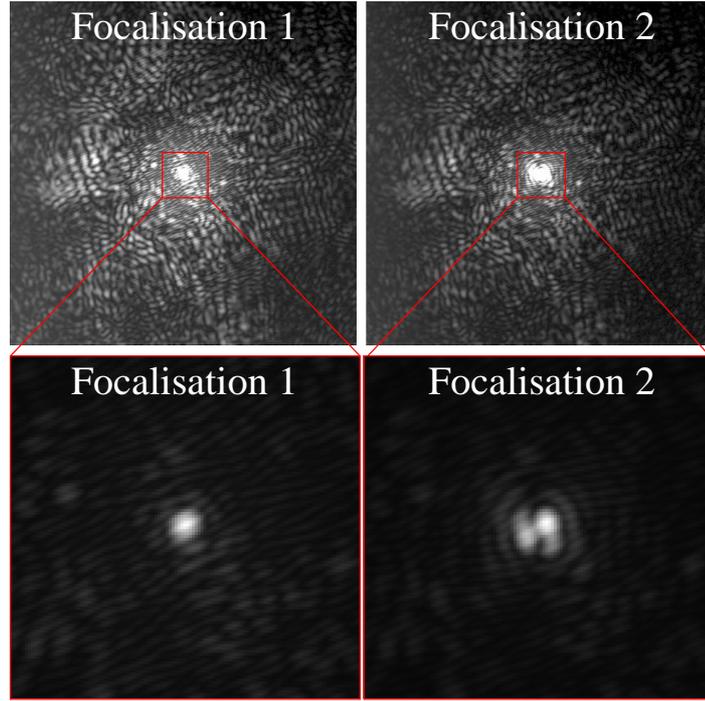


FIG. V.2.5 – Images interférentielles expérimentales fournies par la SCC-FQPM pour les deux positions de la source (focalisations 1 et 2). Les images du bas proposent un agrandissement de la zone centrale du champ de tavelures frangées.

- j'estime la densité moyenne de photons stellaires dans la pupille du télescope  $\psi_0$  à partir de l'intégrale du pic central de la tache d'Airy (images non coronographiques) qui est égale à 83% de l'énergie de la pupille ;
- j'estime le flux moyen  $\bar{I}_R$  de l'image de référence  $I_R$  dans son pic centrale.

Ensuite, j'applique l'estimateur des aberrations du front d'onde (Eq. V.1.3) à chaque image interférentielle (deux fois vingt) en considérant un masque de phase  $M$  à quatre quadrants parfait et optimisé à la longueur d'onde de la source. Je suppose par ailleurs que l'intensité de référence  $I_R$  est constante sur tout le champ de tavelures, ce qui est raisonnable puisque  $I_R$  est  $\gamma = D/D_R \simeq 17$  fois plus large que la taille des tavelures (figure V.2.6). J'obtiens alors vingt tableaux estimant l'amplitude et la phase de la pupille pour chaque position de focalisation et, par soustraction, vingt estimations  $a_{j,\text{piston}} + i\phi_{j,\text{piston}}$  ( $1 \leq j \leq 20$ ) de la variation de l'amplitude et de la phase entre les deux positions de la source. Au premier ordre, je n'introduis qu'un défaut différentiel de phase  $\phi_{\text{reel}}$  en déplaçant la source sur l'axe optique et en considérant qu'il existe une différence de marche  $p_0$  entre les voies image et de référence, je trouve

$$a_{j,\text{piston}} + i\phi_{j,\text{piston}} = i\phi_{\text{reel}} (\cos p_0 + i \sin p_0). \quad (\text{V.2.1})$$

Je calcule alors l'argument de chaque tableau complexe  $a_{j,\text{piston}} + i\phi_{j,\text{piston}}$  pour estimer  $p_0$ . Je moyenne les vingt pistons (différence de marche) estimés et j'en déduis les vingt tableaux de phase différentielle entre les deux positions de la source (figure V.2.7). Sur cette série, cinq estimations sur vingt – soit 25% – sont plus bruitées que les autres (bruit à hautes fréquences). Je n'ai pas identifié avec certitude l'origine de ce bruit, mais je soupçonne l'obturateur mécanique du détecteur – camera SBIG-ST402 – de faire vibrer ce dernier pendant certaines poses, ce qui

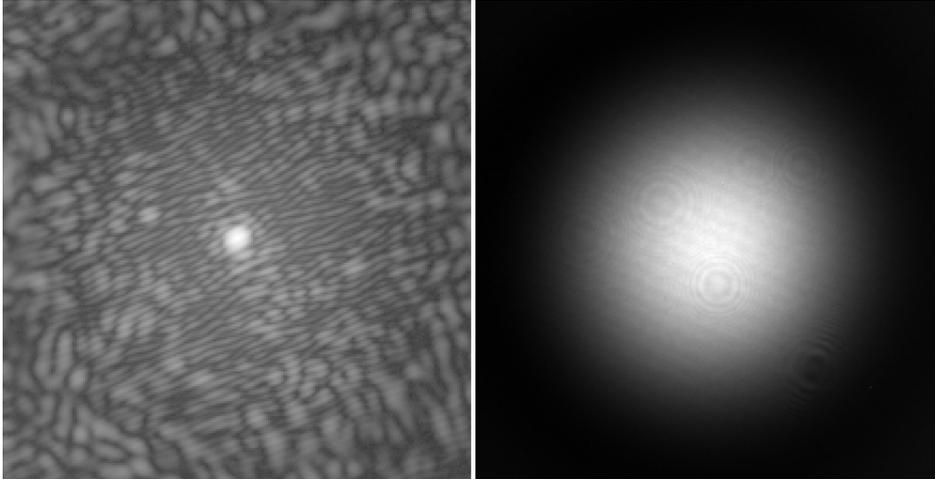


FIG. V.2.6 – **Gauche** : image SCC-FQPM pour la position 1 en échelle logarithmique. **Droite** : image de référence en échelle linéaire. Les deux images correspondent au même champ de vue.

provoquerait le brouillage partiel des franges et la mauvaise estimation des aberrations. Des tests avec un détecteur à obturateur électronique – camera Pike (tableau V.2.1) – sont planifiés pour vérifier cette hypothèse.

Sur la figure V.2.8, je trace en croix noires les vingt premiers coefficients de Zernike de chacun des vingt tableaux de phase estimée. La mauvaise estimation de l'astigmatisme dont les axes de symétries sont parallèles au masque à quatre quadrants est trahie par la dispersion importante des mesures pour ce polynôme (numéro 6). Pour les autres polynômes, toutes les mesures sont regroupées et les défauts de phase estimés prépondérants sont un défaut de défocalisation de  $1,05 \pm 0,15$  nm rms et un décalage – *tilt* – de  $0,90 \pm 0,15$  nm rms ( $\lambda_0 = 635$  nm).

En notant  $\Delta z = 0,4 \pm 0,05$  mm le déplacement longitudinale de la source, le coefficient de Zernike  $a_4$  associé à la défocalisation théorique est

$$a_4 = \frac{\Delta z D^2}{16 \sqrt{3} F^2} p_{\text{Lyot}}^2, \quad (\text{V.2.2})$$

où  $F = 115 \pm 4$  mm est la focale de la première lentille (je considère un mauvais positionnement longitudinal de 4 mm),  $D = 2$  mm est le diamètre de la pupille du télescope simulé et  $p_{\text{Lyot}} = 63 \pm 1\%$  est le rapport entre les diamètres de la pupille d'entrée et le diamètre du diaphragme de Lyot (1% correspond au mauvais positionnement longitudinal de 4 mm de la lentille entre le masque FQPM et le diaphragme de Lyot). L'application numérique donne  $a_4 = 1,7 \pm 0,4$  nm (tracé en rouge sur la figure V.2.8).

Ce résultat est très encourageant mais plusieurs points restent à vérifier ou à confirmer expérimentalement : l'origine du bruit hautes fréquences (figure V.2.7) ; l'impact du centrage des images interférentielles au moment du traitement des données ; l'impact du chromatisme ; la fermeture de la boucle de correction active à basses ( $\sim 1$  Hz), puis à plus hautes fréquences (quelques centaines de hertz). Les tests ont débuté (été 2009) sur le banc ITHD dans sa version achromatique.

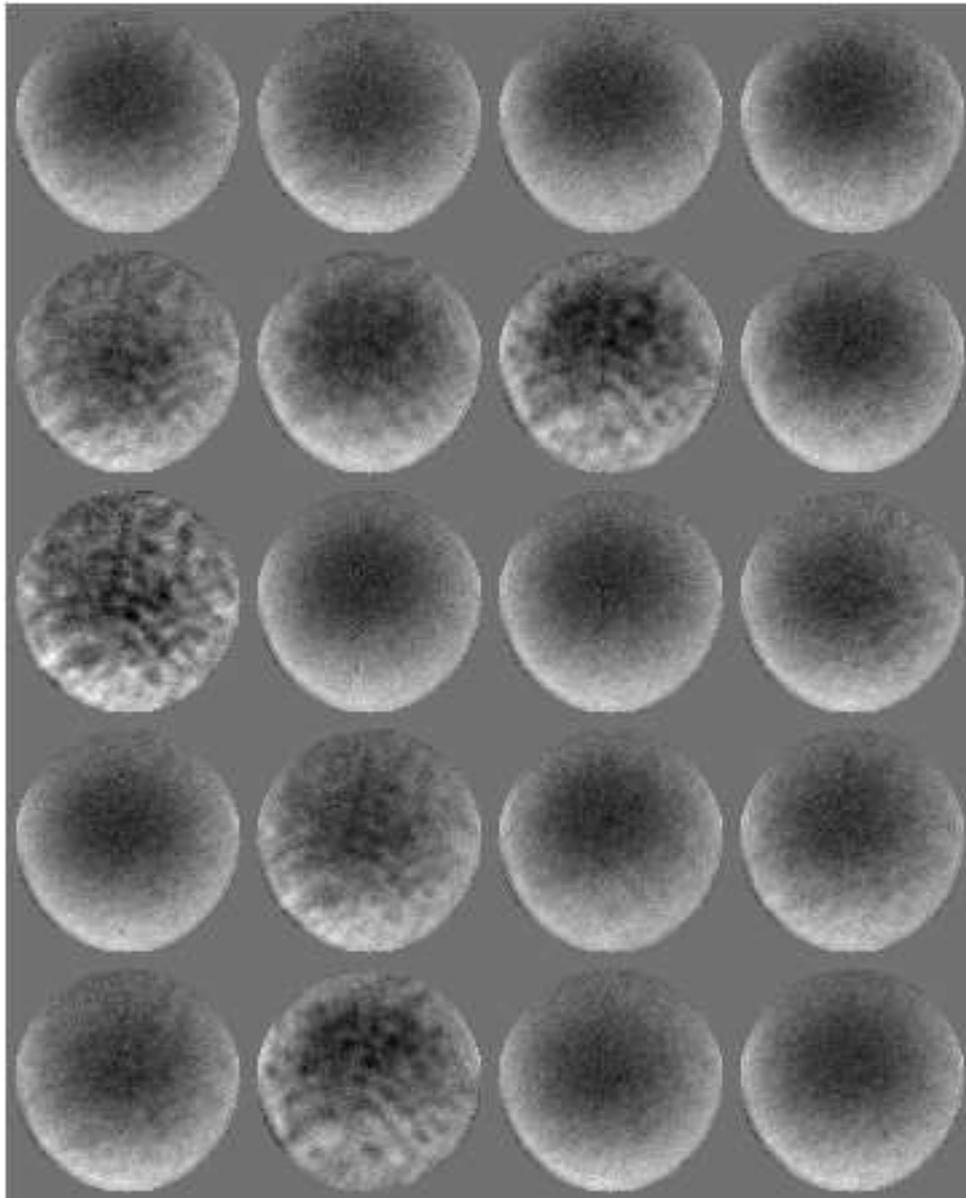


FIG. V.2.7 – Estimées expérimentales par une SCC-FQPM du défaut relatif de phase entre les deux positions de la source.

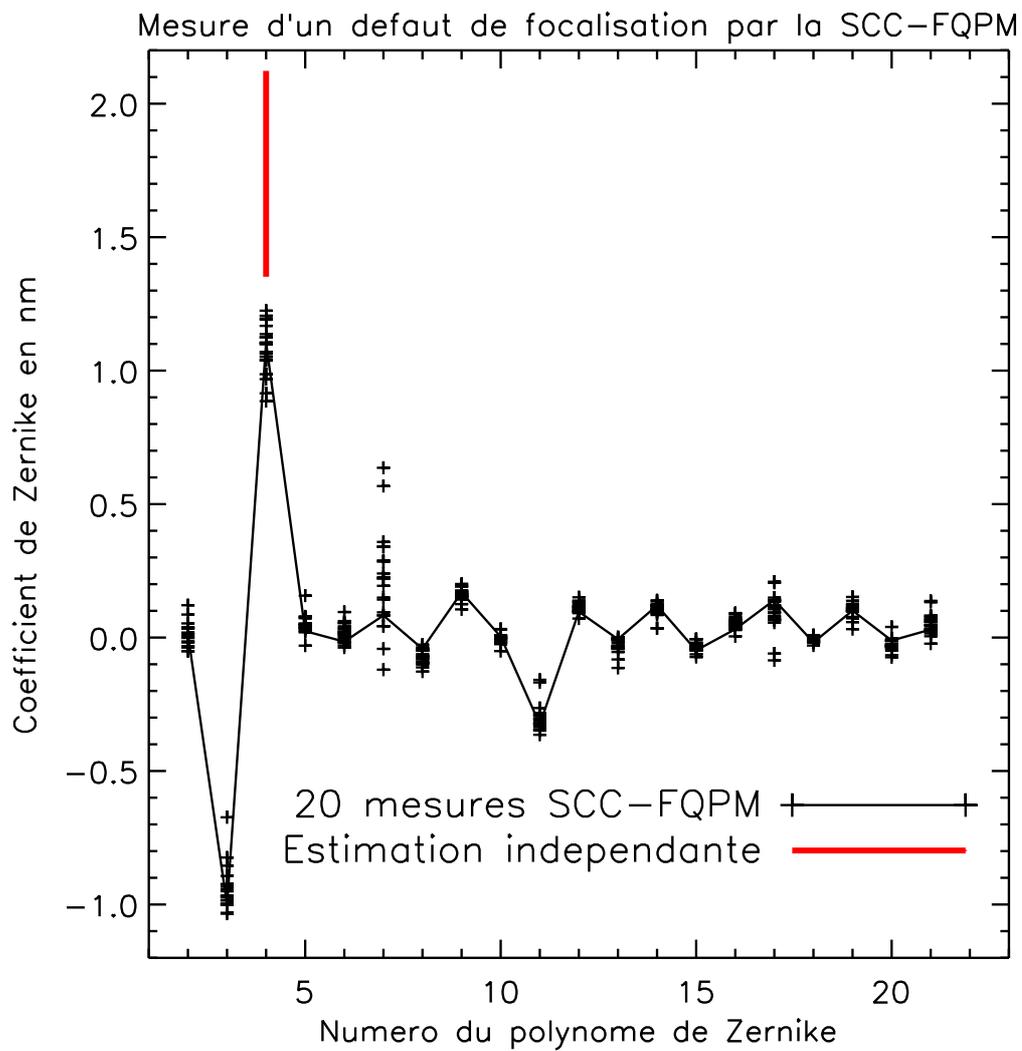


FIG. V.2.8 – Coefficients de Zernike du défaut de phase mesuré par une SCC-FQPM (croix noires) pour les vingt estimations. La valeur de la défocalisation estimée de manière indépendante est précisée en rouge. L'échelle des ordonnées est exprimées en nanomètres.

## Chapitre V.3

# Analyseur de surface d'onde et estimation de l'image du compagnon

Au vu des limitations imposées par le chromatisme (paragraphe IV.4.1) et par la précision du centrage de l'image de référence (paragraphe IV.4.2.2), l'utilisation de la *self-coherent camera* dans son seul mode d'imagerie différentielle permet d'atténuer le bruit de tavelures d'un facteur  $10^3$  au mieux. Ceci est insuffisant pour détecter des exoplanètes joviennes matures ( $\sim 10^{-9}$  en visible) ou de type terrestre ( $\sim 10^{-10}$  en visible) et proches de leur étoile-hôte avec des aberrations d'un niveau réaliste (entre 10 et 50 nm rms). La technique d'imagerie différentielle SCC doit alors être associée à une technique qui corrige les aberrations du front d'onde et traite ainsi le problème du bruit de tavelures à la source. Je propose sans aucune surprise de combiner les deux modes de fonctionnement de la *self-coherent camera* en suivant ce protocole :

- **étape A** : correction active des aberrations du front d'onde en les estimant directement dans l'image finale interférentielle pour ne pas être soumis aux aberrations différentielles des analyseurs classiques ; arrêt de la correction quand le niveau de détection souhaité est atteint ou, plus vraisemblablement, quand la boucle de correction a convergé (atténuation entre  $10^2$  et  $10^5$ , parties IV et V) ;
- **étape B** : estimation de l'image d'un éventuel compagnon à partir de l'image interférentielle enregistrée à la dernière étape de la boucle de correction – amélioration du contraste d'un facteur 10 à  $10^3$ . Notez que l'estimateur de l'image d'un compagnon ne nécessite pas de modèle du coronographe utilisé : les tavelures frangées sont atténuées quelle que soit leur origine.

En multipliant les facteurs d'atténuation du bruit de tavelures par le contraste coronographique initial – de l'ordre de  $10^{-2}$  fois l'intensité stellaire non coronographiée –, je trouve des contrastes comparables à ceux des exoplanètes recherchées. Pour confirmer ce raisonnement, je présente ci-dessous les performances de la *self-coherent camera* – analyseur de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle – associée à un coronographe à quatre quadrants achromatique (SCC-FQPM) et à un télescope spatial.

### V.3.1 Hypothèses de la simulation

Les hypothèses exactes de la simulation sont les suivantes :

- le diamètre du télescope spatial est 4 mètres et sa transmission totale – optique et efficacité du détecteur – est 40% ;
- l'étoile observée est de type G2 et est localisée à 10 parsec de l'observatoire ;

- le coronographe à quatre quadrants est parfaitement achromatique et ses transitions sont infiniment fines (chapitre II.1) ; les diamètres du diaphragme de Lyot et de la pupille du télescope sont égaux – à l'agrandissement près – ;
- la largeur de la bande spectrale d'observation est 20% ( $R_\lambda = 5$ ) et un compensateur de Wynne (paragraphe IV.2.2.4) fournit une largeur spectrale efficace de 0,7% ( $R_\lambda = 150$ ) à la SCC-FQPM ;
- les spectres des objets simulés sont plats ;
- le bruit de photons est pris en compte mais pas le bruit de lecture<sup>89</sup> ;
- la densité spectrale de puissance des aberrations statiques de phase suit une loi en  $f^{-3}$  ( $f$  la fréquence spatiale, paragraphe I.2.4.2) et son niveau est réglé à 20 nm rms (avant correction) avec un défaut de 1 nm rms sur l'astigmatisme dont les axes de symétrie sont les directions des transitions du masque à quatre quadrants ;
- les aberrations statique d'amplitude présentent un écart-type de 1% et un spectre de puissance uniforme ;
- le miroir déformable possède 64x64 actionneurs et la projection de la phase est réalisée *via* l'algorithme de Bordé & Traub (2006) (voir le paragraphe I.2.4.3.2 pour les hypothèses complètes) ;
- la pupille de référence est extraite à 45° des directions des transitions du masque FQPM et le rapport des diamètres des pupilles image et de référence est  $\gamma = 25$  (paragraphe V.1.2.2) ;
- la boucle de correction active est commandée en corrigeant au mieux les 999 premiers polynômes de Zernike (équation V.1.7 du paragraphe V.1.3.2) ;
- le temps de pose et la densité neutre variable de la voie de référence obéissent aux protocoles décrits au paragraphe IV.1.3.2 ;

### V.3.2 Résultats, détections de planètes Terre

La figure V.3.1 présente les images interférentielles enregistrées à différentes itérations de la boucle de correction active. L'image à l'itération 0 représente le résidu coronographique avant correction du front d'onde. Sur les images des itérations 3, 4 et 5, toutes les caractéristiques mises en évidence dans les parties précédentes sont observables : les tavelures présentes aux lieux des zéros de l'image de référence ne sont pas corrigées (paragraphe IV.1.1.2) ; la zone de correction est divisée par deux à cause des aberrations d'amplitude (paragraphe IV.2.1) ; la correction est plus efficace dans la direction des franges d'interférence que dans la direction orthogonale à cause du chromatisme<sup>90</sup> (paragraphe IV.2.2.2 et IV.4.1) ; la correction commandée par la SCC-FQPM converge en quelques itérations (paragraphe V.1.3.3). Puis, comme annoncé ci-dessus, j'arrête la boucle de correction active et j'applique l'estimateur du compagnon (Eq. IV.4.1) à l'image interférentielle enregistrée à l'itération 5 en supposant que l'image de référence estimée  $\bar{I}_R$  – tache d'Airy, paragraphe III.2.3 – est décentrée de 0,2 pixel. Le temps total de télescope (somme des temps de pose) est 7 h25 min. L'image qui en résulte est fournie en figure V.3.2. Sont détectées :

- une planète de contraste  $10^{-9}$  (type Jupiter mature comme celui de notre système solaire) séparée de  $36,5 \lambda_0/D$ , c'est-à-dire de 1,5 arcsec ou encore 15 UA<sup>91</sup> – encerclée en rouge au-delà du cercle des tavelures non corrigées – ;
- une planète, encerclée en bleu dans le quatrième quadrant, de contraste  $8 \cdot 10^{-10}$  (type super-Earth) et située à  $20 \lambda_0/D$ , ce qui correspond à 0,85 arcsec (8,25 UA) – elle est entourée de

---

<sup>89</sup> Je suppose un détecteur de bonne qualité avec un bruit de lecture négligeable.

<sup>90</sup> Cet effet est visible dans les coins en haut et en bas à droite.

<sup>91</sup> L'étoile simulée se trouve à 10 parsec.

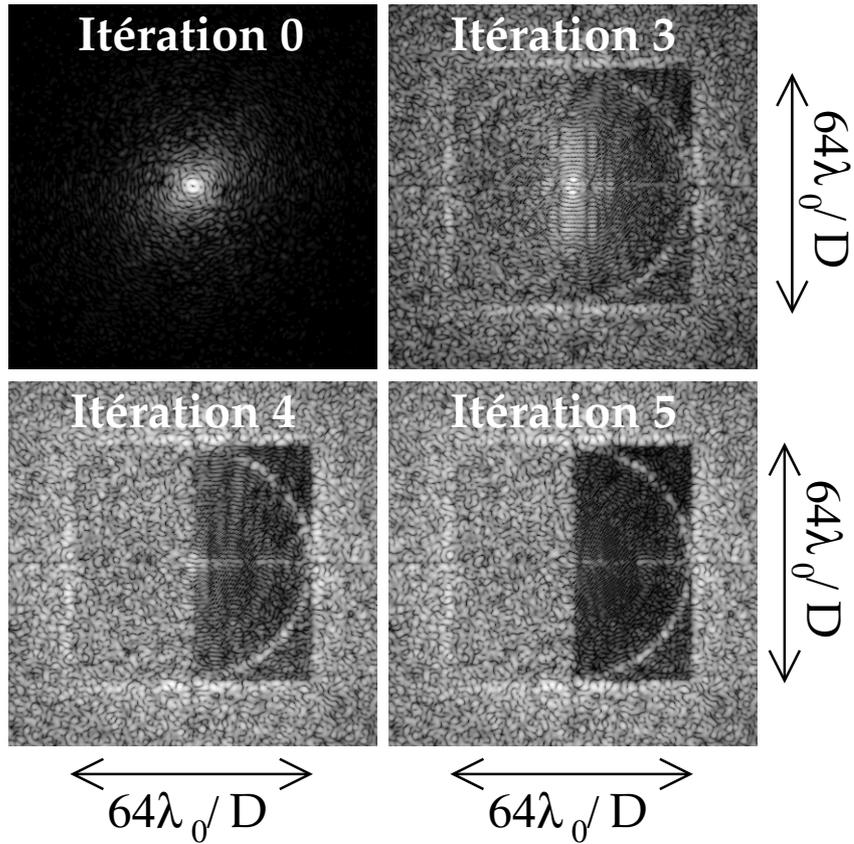


FIG. V.3.1 – Images interférentielles par une SCC-FQPM à différentes itérations de la correction active du front d'onde. Les hypothèses de la simulation sont détaillées au paragraphe V.3.1.

tavelures mais la détection est effective ;

- six planètes, encerclées en blanc, de contraste  $2 \cdot 10^{-10}$  (type Terre) éloignées de 3, 6, 9, 12, 15 et  $18 \lambda_0/D$ , ce qui correspond respectivement à 0,12 (1,24), 0,25 (2,48), 0,37 (3,71), 0,50 (4,95), 0,62 (6,19), and 0,74 (7,43) seconde d'angle (UA) – la planète la plus proche sort juste du bruit ambiant.

Le traitement SCC et le bruit de photons induisent une erreur sur les positions mesurées d'au maximum de  $\sim 1$  pixel, c'est-à-dire de 0,01 seconde d'angle (0,10 UA). Les contrastes mesurés sur l'image (contraste moyen dans un cercle de diamètre  $\lambda_0/D$ ) sous-estiment légèrement les contrastes simulés (voir le tableau V.3.1).

Les six autres planètes de contraste  $2 \cdot 10^{-10}$  – symétriques des six planètes détectées par rapport au centre de l'image – ne sont pas détectées car elle se trouvent dans la zone non corrigée à cause des aberrations d'amplitude. Enfin, il faut noter que le niveau de détection n'est pas uniforme dans la zone corrigée. Par exemple, les zones à proximité du cercle des tavelures non corrigées est à éviter (zéros de l'image de référence, figure IV.4.3). De même la non uniformité due au chromatisme privilégie la direction des franges (du bas à gauche à en haut à droite, figure IV.4.1).

Finalement, l'utilisation des deux modes de fonctionnement – analyseur de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle – d'une *self-coherent camera* associée à un coronographe à quatre quadrants permet d'atténuer le bruit de tavelures – résidu coronographique – d'un facteur

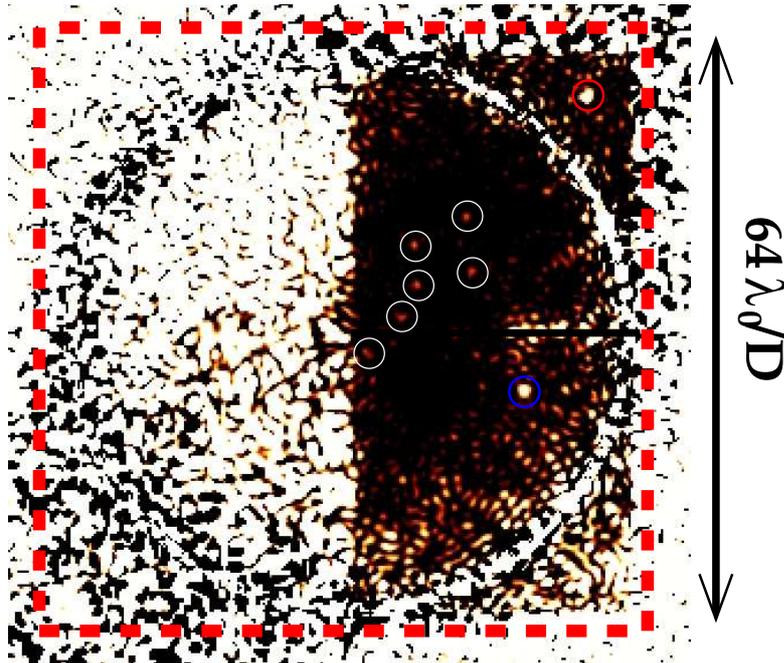


FIG. V.3.2 – Image issue du traitement SCC des tavelures résiduelles enregistrées à l'itération 5 de la correction active par la self-coherent camera. Le carré en tirets rouges délimite la zone a priori corrigeable avec le miroir déformable de  $64 \times 64$  actionneurs. Un masque noir de  $1 \lambda_0/D$  est appliqué au niveau de la transition, lieu où une détection est plus difficile à confirmer car l'image du compagnon est fortement déformée. Des planètes de contraste  $2 \cdot 10^{-10}$  (cercles blancs), une de contraste  $8 \cdot 10^{-10}$  (cercle bleu) et une dernière de contraste  $2 \cdot 10^{-9}$  (cercle rouge) sont détectées. Le temps total d'intégration du flux (somme des temps de pose) est 7 h25 min.

Contraste ( $\times 10^{10}$ )		Séparation en $\lambda_0/D$	
Grandeurs simulées	Grandeurs mesurées	Grandeurs simulées	Grandeurs mesurées
2	1,7	3,0	3,0
	1,5	6,0	5,9
	1,8	9,0	8,9
	2,1	12,0	11,8
	1,6	15,0	14,7
	1,6	18,0	18,0
8	7,7	20,0	19,9
10	9,1	36,5	36,3

TAB. V.3.1 – Comparaison entre les contrastes et les séparations angulaires mesurés dans l'image après traitement SCC et ceux simulés.

de l'ordre de  $10^5$ , ce qui autorise la détection de planètes de contraste aussi faible que  $2 \cdot 10^{-10}$  (planètes terrestres).

# Conclusion

*[...] en matière de physique il n'y a pas de démonstrations certaines, et [...] on ne peut savoir les causes que par les effets en faisant des suppositions fondées sur quelques expériences ou phénomènes connus, et essayant ensuite si d'autres effets s'accordent avec ces mêmes suppositions.*

Huygens.



# Résultats

Pendant ma thèse, j'ai étudié deux techniques dédiées à la détection directe des planètes extrasolaires.

Dans un premier temps, j'ai examiné les performances du coronographe à quatre quadrants à étages multiples (MFQPM). J'ai démontré, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, que l'association en série de plusieurs coronographes à quatre quadrants (FQPM) monochromatiques permet de créer un coronographe pouvant atténuer le flux stellaire d'un facteur  $\sim 10^3$ , voire plus, sur des bandes spectrales classiques en astronomie (bande H de largeur 20%,  $R_\lambda = 5$ ). Les principaux intérêts de cette technique sont que la fabrication des masques de phase monochromatiques est maîtrisée et que leur association en série est simple à mettre en oeuvre.

Le deuxième concept instrumental que j'ai étudié est la *self-coherent camera* (SCC), instrument qui étalonne les tavelures stellaires (appelées *speckles* en anglais) par des franges d'interférence de type Fizeau en utilisant l'incohérence entre les lumières de l'étoile centrale et de son environnement (planète ou disque). Cette technique possède **deux modes de fonctionnement**. Dans le premier, elle joue le rôle d'**analyseur de surface d'onde en plan focal** et contrôle un miroir déformable qui corrige les aberrations de phase et d'amplitude quasi-statiques du front d'onde en amont du coronographe. Dans le deuxième mode, la SCC est utilisée comme **technique d'imagerie différentielle** pour estimer l'image d'un éventuel compagnon.

Dans le premier mode de fonctionnement, l'intérêt de la SCC est la mesure des aberrations du front d'onde dans l'image scientifique. Cette mesure n'est donc pas limitée par les aberrations non communes comme le sont les analyseurs classiques de surface d'onde. Dans ce manuscrit, j'ai proposé une étude détaillée de chaque composant de l'instrument et j'ai défini des spécifications à respecter pour que la mesure des aberrations en plan focal soit la plus précise possible. J'ai mis en évidence différentes limitations intrinsèques de la technique – chromatisme, différence de marche entre les voies de l'interféromètre – et j'ai proposé des solutions pour chacune d'entre elles. Par exemple, un compensateur de Wynne permet de compenser les effets néfastes du chromatisme et autorise la SCC à atteindre des performances similaires en lumières polychromatique ( $R_\lambda \sim 5$ ) et monochromatique. J'ai étudié l'impact de limitations indépendantes à la *self-coherent camera* comme les aberrations d'amplitude du faisceau optique, aberrations que la SCC estime aussi bien que les aberrations de phase. J'ai également montré que la *self-coherent camera* pouvait être utilisée avec un télescope terrestre pour l'estimation des aberrations quasi-statiques en longue pose.

Dans le deuxième mode de fonctionnement (imagerie différentielle), j'ai démontré que la SCC permet de s'affranchir d'une grande partie des aberrations non communes qui limitent la majorité des techniques d'imagerie différentielle. Ce point est essentiel puisque la *self-coherent camera* fournit une image limitée principalement par le bruit de photons en lumière quasi-monochromatique.

J'ai ensuite proposé la SCC-FQPM qui associe la *self-coherent camera* à un coronographe à quatre quadrants. Cette association supprime de nombreux inconvénients du premier prototype de la SCC : suppression de la ligne à retard de l'interféromètre ; aucune perte de flux du compa-

gnon ; et voie de référence stabilisée et constituée à 100% de photons stellaires ; minimisation des aberrations différentielles. J'ai démontré numériquement que cette version de la technique permettait de corriger avec précision les aberrations statiques et d'égaliser les performances obtenues avec un coronographe parfait à un facteur 5 près. J'ai de plus fait part de la première mesure expérimentale d'un défaut de phase – défocalisation de 1 nm rms – par la SCC-FQPM, résultat obtenu sur le banc d'Imagerie Très Haute Dynamique au développement duquel je participe.

Enfin, j'ai simulé la combinaison des deux modes de fonctionnement – analyse de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle – pour permettre à une SCC-FQPM associée à un télescope spatial de détecter, en quelques heures et sous des conditions réalistes, des exoplanètes de type Jupiter, super-Terre et Terre.

# Perspectives

Qu'il s'agisse du coronographe à quatre quadrants à étages multiples ou de la *self-coherent camera*, le travail que j'ai effectué n'est que la première étape du développement instrumental nécessaire à leur intégration à un télescope terrestre ou spatial.

Les pièces mécaniques et optiques du nouveau prototype du MFQPM ont déjà été définies, commandées et, pour la plupart, livrées. Des tests sont d'ores et déjà en cours pour achromatiser le coronographe FQPM sur une large bande spectrale ( $R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda = 5$  avec  $\lambda_0 = 750$  nm) avec une ouverture de faisceau  $-F/40$  – caractéristique de celle fournie par la classe des grands télescopes.

De la même manière, des tests en laboratoire sur la SCC-FQPM sont planifiés et déjà en cours. L'acquisition d'un miroir déformable à grand nombre d'actionneurs (32x32) permettra de vérifier expérimentalement les performances de la *self-coherent camera* que j'annonce dans ce manuscrit. Un des objectifs est également de tester de nouveaux algorithmes de contrôle du miroir déformable en créant une matrice d'interaction qui intègre les effets des fonctions d'influence des actionneurs du miroir déformable, du montage coronographique et de la *self-coherent camera*. Ce point permettrait par exemple de supprimer la mauvaise estimation de certains polynômes de Zernike par la SCC-FQPM ou la nécessité d'estimer une image de référence.

D'un point de vue théorique, des forces seront mises sur l'étude de la *self-coherent camera* en longue pose. J'ai montré que la mesure des aberrations est effective mais n'ai pas eu le temps d'approfondir cette étude qu'il est indispensable de mener à bien pour les futurs instruments terrestres dédiés à la détection directe des exoplanètes comme Sphere pour le *very large telescope* (VLT), GPI pour le *Gemini telescope* ou encore Epics pour le *european extremely large telescope* (E-ELT). D'autres études essentielles car très prometteuses seront menées sur l'association de la SCC avec :

- d'autres coronographes comme le *annular groove phase mask* pour s'affranchir de limitations propres au coronographe à quatre quadrants comme l'impact des transitions sur la structure du champ de tavelures ;
- un spectromètre à intégrale de champ (IFS) à résolution modeste ( $R_\lambda \sim 100 - 200$ ) ce qui permettrait de limiter l'impact du chromatisme sur les performances de la *self-coherent camera* tout en donnant accès au spectre de la planète détectée ;
- d'autres techniques d'imagerie différentielle comme l'imagerie différentielle spectrale pour atténuer l'impact du chromatisme sur la SCC utilisée comme technique d'imagerie différentielle.



# Annexes

*Certains deviennent professeurs  
comme d'autres se font soldats : parce  
qu'ils sont incapables d'embrasser un  
autre état.*

Georg Christoph Lichtenberg



# Annexe A

## Liste des publications

### Revue à comité de lecture

- **Galicher, R.**, & Baudoz, P. 2007. Expected performance of a self-coherent camera. *Comptes Rendus Physique*, 8 (Apr.), 333-339.
- **Galicher, R.**, Baudoz, P., & Rousset, G. 2008. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. *Astronomy and Astrophysics*, 488 (Sept.), L9-L12.
- **Galicher, R.**, Baudoz, P., & Rousset, G. 2009. Wavefront sensor for quasi-static aberrations for exoplanet detection : self-coherent camera. *Astronomy and Astrophysics*, soumis.

### Actes de conférences

- **Galicher, R.**, Baudoz, P., & Rousset, G. 2008 (July). Self-Coherent Camera : active correction and post-processing for Earth-like planet detection. *Proceedings of the SPIE*, vol. 7015, 70156P-70156P-10.
- **Galicher, R.**, Baudoz, P., & Rousset, G. 2007. Principles, Simulations and Performances of the Self-Coherent Camera. *Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*. University of California, Berkeley, CA, USA.
- Baudoz, P., **Galicher, R.**, Baudrand, J., Boccaletti, A. 2008. Theory and laboratory tests of the multi-stage phase mask coronagraph. *Proceedings of the SPIE*, vol. 7015, 70156C-70156C-9.
- Boccaletti, A., Schneider, J., Tinetti, G., Mawet, D., Baudoz, P., **Galicher, R.** 2008. SEE COAST, a spectro-polarimetric imaging mission to characterize exoplanets. *SF2A-2008 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*.
- Vérinaud, C., Mollard, R., Kern, P., **Galicher, R.**, Baudoz, P., Beuzit, J.-L., Rousset, G. 2008. Post-coronagraphic wave-front sensing for the exo-planet imaging camera and spectrograph, EPICS for the European ELT. *Proceedings of the SPIE*, vol. 7015, 70151W-70151W-11.

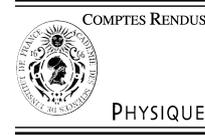


## Annexe B

Article CRAS 8 P. 333-339  
Galicher, R., & Baudoz, P., 2007

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

C. R. Physique 8 (2007) 333–339

<http://france.elsevier.com/direct/COMREN/>

Optical techniques for direct imaging of exoplanets/Techniques optiques pour l'imagerie directe des exoplanètes  
**Expected performance of a self-coherent camera**

Raphaël Galicher\*, Pierre Baudoz

Observatoire de Paris-Meudon, 5, place Jules-Janssen, 92195 Meudon cedex, France

Available online 5 June 2007

**Abstract**

Residual wavefront errors in optical elements limit the performance of coronagraphs. To improve their efficiency, different types of devices have been proposed to correct or calibrate these errors. In this article, we study one of these techniques proposed by Baudoz et al. (2006), and called Self-Coherent Camera (SCC). The principle of this instrument is based on the lack of coherence between the stellar light and the planet that is searched for. After recalling the principle of the SCC, we simulate its performance under realistic conditions and compare it with the performance of differential imaging. *To cite this article: R. Galicher, P. Baudoz, C. R. Physique 8 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

**Résumé**

**Étude des performances d'une Self-Coherent Camera.** La qualité de surface des optiques limite les performances des coronagraphes. La correction ou l'étalonnage de ces défauts optiques permet d'en améliorer l'efficacité. Nous étudions dans cet article une technique, proposée par Baudoz et al. (2006), qui permet d'étalonner les tavelures créées au plan focal par les défauts de surface d'onde. Le principe de cet instrument, appelé Self-Coherent Camera (SCC), est basé sur l'absence de cohérence entre l'étoile et la planète. Après un rappel du principe de la SCC, nous présentons une comparaison de ses performances avec celles de l'imagerie différentielle. *Pour citer cet article : R. Galicher, P. Baudoz, C. R. Physique 8 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

**Keywords:** High contrast imaging; Exoplanet; Image processing**Mots-clés :** Imagerie à haut contraste ; Planète extrasolaire ; Traitement des images**1. Introduction**

Radial velocimetry has enabled the indirect detection of more than 200 exoplanets over the past decade [1]. The study of their physical parameters involves the measure of their spectra and a straightforward solution is their direct detection. However, even the brightest planets [2] are  $10^7$  to  $10^9$  times fainter than their host and often located within a fraction of an arcsecond of the star. A large number of coronagraphs have been proposed to suppress the host star's overwhelming flux [3], but all of them are limited by the imperfections of the wavefront. Using high-order Adaptive Optics (AO) or spatial observatory, the performance of coronagraphs is still limited by the aberrations in the coronagraphic optics and the residual errors from the AO (for ground-based observation). Thus, when attempting to

\* Corresponding author.

E-mail addresses: [raphael.galicher@obspm.fr](mailto:raphael.galicher@obspm.fr) (R. Galicher), [pierre.baudoz@obspm.fr](mailto:pierre.baudoz@obspm.fr) (P. Baudoz).

detect a faint companion on long exposure images, residual speckle patterns can be a dominant source of error [4]. Since these speckle patterns are slowly drifting, it is mandatory to find a way to discriminate the speckles of the star from a faint companion during the exposure. This is the purpose of differential imaging techniques. Several criteria have been proposed so far to discriminate the speckles from the planets: spectrophotometry [4,5], polarimetry [6,7], and coherence [8–11]. While both concepts based on spectrophotometry and polarimetry depends on the physical properties of the planets, the coherence is a robust criterion when no physical information is available from the planets that could be observed. Here, we study the way to calibrate the speckles using coherence as proposed by Baudoz et al. [11]. First, we recall the concept of the technique, called Self Coherent Camera (SCC). Then, we compare the detectability of a companion using the SCC with classical techniques of differential imaging.

## 2. Principle

The concept of the SCC has already been presented [11] but the main features are recalled here. The purpose of that device is to discriminate, in a field of view, a companion image from the speckles created by wavefront defects. While both features look almost the same on the detector, only the speckles are coherent with the stellar beam. A Fizeau recombination is used to encode the field of view with a coherent fringe pattern that affects only the stellar speckles. The principle and a possible set-up are described in Fig. 1. The light coming from the telescope is split into two beams. One of the beams is spatially filtered using a pinhole or an optical fiber. The typical size of the pinhole is about the size of the Point Spread Function core ( $\approx \lambda/D$ ) for two reasons: (i) Since high frequency pupil defects are diluted in the focal plane, the pinhole cleans the wavefront of the reference beam [12]; (ii) The companion is not transmitted whenever its distance to the star is larger than the size of the pinhole. The two beams are recombined in the focal plane in a Fizeau scheme. To do so, the two pupil beams are optically brought at the same plane immediately before a focusing lens. Because of the Fizeau interferences, the intensity distribution of the stellar flux is fringed. Because of the spatial filtering, the pupil illumination of the reference beam is no longer uniform. Thus, the fringe contrast will not be 100%. The contrast will also be diminished by differential aberrations between the reference and the main beam. However, Sections 3 and 4 show that it does not limit the SCC performance. Since the flux of the companion is removed from the reference beam by spatial filtering, the intensity of the companion will be unaltered by the reference beam and the image of the companion will not be fringed (Fig. 1).

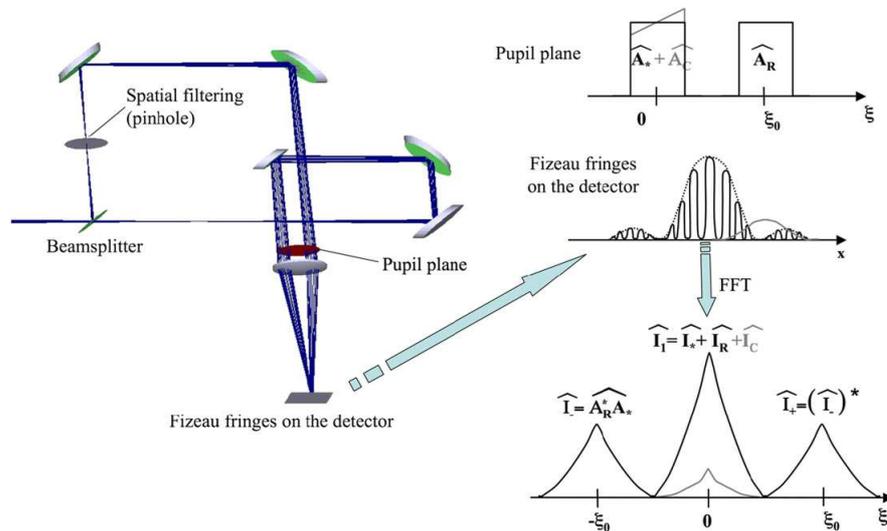


Fig. 1. Left: Possible set-up for the SCC. Right: Principle of the SCC. The electromagnetic field distribution in the SCC pupil is indicated for the star and its reference beam (black) and a companion (grey). At bottom right, the numerical Fourier Transform of the detected image shows autocorrelations and intercorrelations between the reference beam and the stellar beam.

### 3. Formalism

The electromagnetic field in the entrance pupil plane is described by  $\Psi(\xi) = \widehat{A}(\xi)$ . The term  $A(x)$  is the complex amplitude in the focal plane and  $\widehat{A}(\xi)$  denotes the Fourier Transform of  $A(x)$ . Coordinates  $\xi$  and  $x$  are used for the pupil plane and the focal plane respectively. The field of both the star and its companion in the pupil plane can be written:

$$\Psi_*(\xi) + \Psi_C(\xi) = \widehat{A}_*(\xi) + \widehat{A}_C(\xi)$$

The coherent pupil of the reference beam can be described in the pupil plane by:  $\Psi_R(\xi) = \widehat{A}_R(\xi)$ .

Assuming that the vector  $\xi_0$  describes the distance between the coherent pupil and the corrugated pupil (supposed to be centred on zero), the field at the SCC pupil output plane is given by:

$$\Psi_{\text{SCC}}(\xi) = \Psi_*(\xi) + \Psi_C(\xi) + \Psi_R(\xi) * \delta(\xi - \xi_0) \quad (1)$$

where  $*$  is the convolution symbol. For a given complex amplitude  $A(x)$ , we write the intensity detected at the focal plane as  $I(x) = |A(x)|^2$ . Assuming the optical path difference of the interferometer is kept at zero, the image recorded at the focal plane is:

$$I(x) = |\widehat{\Psi_{\text{SCC}}}|^2 = I_*(x) + I_C(x) + I_R(x) + 2 \text{Real}\{A_*(x)A_R^*(x)\} \cdot \cos(2\pi x\xi_0) \quad (2)$$

The image looks like a classical Fizeau image with fringes pinning the intensity distribution of the main star. However, the image of the companion does not show any fringes because it is not coherent with the reference beam. Since the intensity of the main star is coded with fringes while the image of the companion is not, it looks clear that one can discriminate the image of the companion from the stellar flux. The simplest approach is to use the FFT of the image to separate the three areas limited by the autocorrelation of the pupil function. The centred area is the sum of the autocorrelations of the three images  $I_R$ ,  $I_*$  and  $I_C$ . The correlation between the fields  $\Psi_*$  and  $\Psi_R$  appears in lateral areas (Fig. 1). The separation between the two images of the pupil  $\xi_0$  is large enough so that the different terms are not superimposed and can be numerically separated.

Assuming that we describe the centred area by  $\hat{I}_1 = \hat{I}_* + \hat{I}_C + \hat{I}_R$  and the two other areas by  $\hat{I}_- = \widehat{A_R^* \cdot A_*}$  and  $\hat{I}_+ = (\hat{I}_-)^*$ , we can write the intensity of the companion using the following formula:

$$I_C = I_1 - I_R - \frac{I_+ \cdot I_-}{I_R}$$

To detect the companion  $I_C$ , one needs to record separately  $I_R$ . It can be done because  $I_R$  is a spatially filtered beam that can be very stable over time. In fact, the stability of  $I_R$  is a possible limitation of the SCC. A laboratory experiment is under development to analyze the impact of  $I_R$  instability. Assuming we record  $\overline{I_R}$ , which is an estimate of  $I_R$ , the final  $I_C$  estimator, called *SCC*, is given by:

$$SCC = I_1 - \overline{I_R} - \frac{I_+ \cdot I_-}{\overline{I_R}} \quad (3)$$

This equation is valid only for an exposure shorter than the coherent time of the atmospheric speckles and for monochromatic beam [11]. However, using a chromatic corrector as proposed by Wynne [13], the bandwidth could be increased up to a reasonable value ( $R = 5$ ). Eq. (3) is true for any aberration or illumination of  $I_*$  or  $I_R$ . Thus, neither the non-uniform illumination of  $I_R$  because of spatial filtering nor any differential aberration between the reference and the main beam should limit the detection of a companion with the SCC.

### 4. Numerical simulations

To confirm that result, we developed a numerical code that simulates the SCC. In this section, we describe the hypothesis we assumed and detail the data processing of the simulation. The main physical hypothesis and parameters are listed below:

- The telescope is 8-meter diameter;

- The star considered is a 5th visible magnitude G star observed at 0.8  $\mu\text{m}$  with  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 8$  assuming a perfect Wynne corrector is used [13];
- The quantum efficiency of the camera is set to 0.4. The exposure time must be shorter than the coherence time, so we chose an exposure time of 6 ms. As shown by Sarazin and Tokovinin's study [14], the atmospheric coherence time at the wavelength of 0.8  $\mu\text{m}$  is longer than 6 ms more than 50% of the time at Paranal;
- We used the approach proposed by Rigaut et al. [15,16] to generate the atmospheric phase screens of the Paranal site. A Shack–Hartmann wavefront sensor with 80 actuators across the telescope diameter and a 1 ms AO closed loop temporal have been assumed. The seeing has been set to 0.6 arcsec at 0.8  $\mu\text{m}$ . A global AO Power Spectral Density (PSD) taking into account servo-lag, aliasing and fitting errors has been computed. From this DSP, independent phase screens realizations are created;
- Following Cavarroc et al. [17], we introduced common  $\delta_C$  and non-common  $\delta_{NC}$  static aberrations. For the simulated SCC (or differential imaging) device,  $\delta_C$  are static aberrations in the instrument upstream of the SCC (or differential imaging instrument).  $\delta_{NC}$  are the differential static phase aberrations between the corrugated and the reference beams for both techniques.  $\delta_C$  is set to 10 nm rms and  $\delta_{NC}$  to 5 nm or 1 nm rms and both are created from a PSD following a  $f^{-2}$  law [18];
- Photon noise, but no read-out-noise, is taken into consideration;
- Images are  $512 \times 512$  pixels and the entrance pupil diameter is  $D = 80$  pixels. The simulation is monochromatic.

#### 4.1. Self-Coherent Camera

To simulate the SCC we split the telescope AO beam into two beams (see Section 2) which are both corrugated by the AO corrected aberrations and  $\delta_C$ . The reference beam is filtered by a  $\frac{\lambda}{D}$  diameter pinhole in a focal plane. Then, an entrance pupil size diaphragm is used to stop the diffracted light into the following pupil plane. Finally, that reference pupil is corrugated by a non-common static phase aberrations,  $\delta_{NC}$ . Then, the two beams, separated by  $2.15D$ , are recombined in a Fizeau scheme assuming a zero optical path difference. The resulting focal plane intensity is recorded in a numerical image.

The SCC data processing is done in three steps. The first one is a Fast Fourier Transform of the interferometric image. Then, the three autocorrelation areas,  $\hat{I}_1$ ,  $\hat{I}_+$  and  $\hat{I}_-$ , are separated using masks and an inverse Fast Fourier Transform gives  $I_1$ ,  $I_+$  and  $I_-$ . Finally, the SCC residual image is given by Eq. (3), where  $\overline{I}_R$  is a long exposure recording of the reference image. However, the division by  $\overline{I}_R$  leads to undefined values where  $\overline{I}_R$  equals zero. Thus, the image  $SCC \cdot \overline{I}_R$  is computed instead of the  $SCC$  one. Afterwards, we divide the resulting image by  $\overline{I}_R$  using a  $10^{-2}$  threshold.

#### 4.2. Differential imaging device

Both beams of that device are corrugated by the AO corrected aberrations and  $\delta_C$ . One of the beams, called here the reference beam for SCC comparison, is also corrugated by  $\delta_{NC}$ . The differential image is the subtraction of the reference image to the other one. The simulation of differential imaging is optimistic because both beams are supposed observed at the same wavelength and at the same polarization. Moreover, the companion is introduced in only one image and completely removed from the other beam.

#### 4.3. Detectability

The goal of the two previous simulated devices is to detect a faint companion. Calling  $C$  the companion energy contrast, the image maximum intensity is  $C I_{* \max}$ , where  $I_{* \max}$  is the host star image maximum intensity. To determine which contrast can be detected by the considered device, we define  $D$ , the detectability at  $5\sigma$ , as  $D = 5 \frac{N}{I_{* \max}}$ , where  $N$  is the residual noise into the final image when no companion is present. In this article,  $N$  is computed as the square root of the azimuthal spatial variance of the final image.

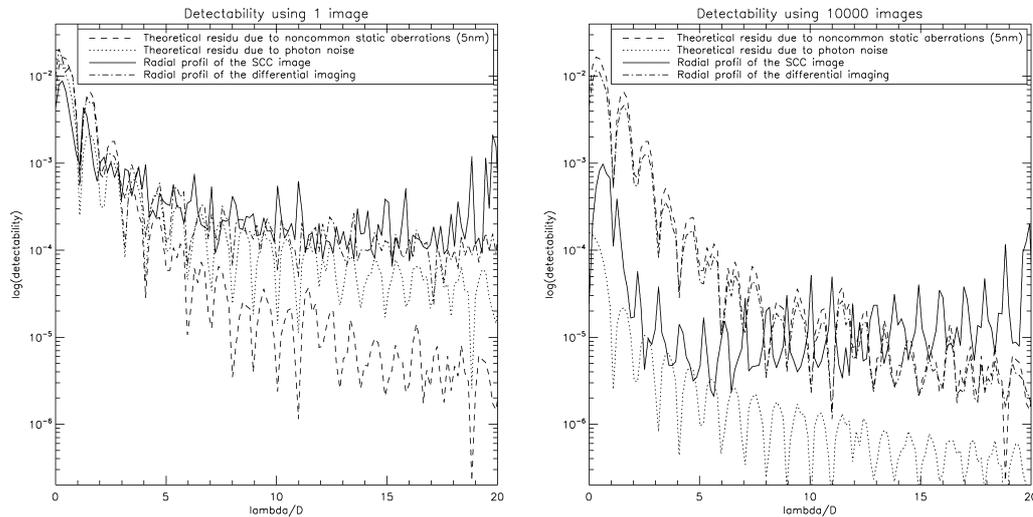


Fig. 2. SCC (solid line) and differential imaging (dot-dashed line) detectabilities versus angular separation. Theoretical photon noise (dotted line) and 5 nm rms non-common static aberrations (dashed line) are also plotted. The SCC reference image exposure time is 18 s. Left: One single image of 6 ms. Right: 10 000 images of 6 ms.

## 5. Results of the simulation

### 5.1. Detectability versus angular separation

Fig. 2 shows SCC (solid line) and differential imaging (dot-dashed line) detectabilities at  $5\sigma$  versus the angular separation to the host star. For the SCC, the  $\overline{T}_R$  exposure time is 18 s to minimize the photon noise. Using a single image (Fig. 2, left), the theoretical photon noise (dotted line) is greater than the 5 nm rms non-common static aberrations (dashed line). The SCC and differential imaging detectabilities roughly follow the theoretical photon noise limit. However, the SCC profile shows spikes and an amplification for angular separation greater than  $8\frac{\lambda}{D}$ . These spikes and amplification are due to the  $\overline{T}_R$  division where  $\overline{T}_R$  is smaller than one photon. For a sum of 10 000 images, the theoretical photon noise is decreased by a factor 100 (Fig. 2, right). Thus, the non-common static aberrations start to dominate in the differential image as predicted by Cavarroc et al. [17]. The SCC noise almost follows the photon noise limitation and is not limited by static aberrations where the reference image  $\overline{T}_R$  is greater than one photon. However, spikes are greater than on the single image profile (Fig. 2, left). Other data processing are under study to minimize these spikes.

### 5.2. Detectability versus number of used images

To check that the SCC noise decreases as the square root of the number of images recorded (following the photon noise), we plotted on Fig. 3 the SCC detectability (plus and diamonds) at  $1.9\frac{\lambda}{D}$  versus the number of used images. In comparison, we added the same plot for the differential imaging detectability (crosses and triangles). We also plotted theoretical photon noise (solid line) and non-common static aberrations noises (dotted and dashed lines for 1 nm and 5 nm rms, respectively). As seen in Fig. 2, the differential imaging, unlike the SCC, is limited by non common static aberrations. Furthermore, where  $\overline{T}_R$  is greater than one photon, the SCC image is limited by photon noise and decreases as the square root of the number of images used. However, there is a minimum detectability that the Self-Coherent Camera can reach. Indeed, even if the photon noise is minimized on  $\overline{T}_R$  using an 18 s exposure time, it is still present and limits the SCC detectability (flat evolution after 5000 images). The exact impact of the reference beam noise is still under study.

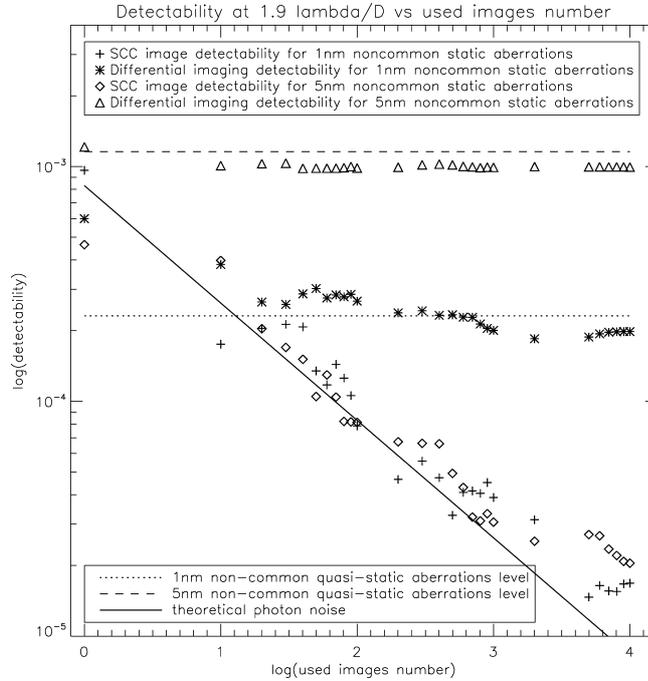


Fig. 3. SCC (plus and diamonds) and differential imaging (crosses and triangles) detectabilities at  $5\sigma$  at  $1.9\frac{\lambda}{D}$  versus the number of used images for 1 nm and 5 nm rms non-common static aberrations (dotted and dashed lines, respectively). Photon noise (solid line) at  $1.9\frac{\lambda}{D}$  is also plotted. A log-log scale is used. The SCC reference image exposure time is 18 s.

### 5.3. Resulting images

From Fig. 4, it looks as if 400 SCC images (corresponding to only 2.4 s) are sufficient to detect a  $10^{-4}$  companion at an angular separation of  $1.9\frac{\lambda}{D}$  from the host star. This is true, whatever the static aberration amplitude. On the other hand, the differential imaging technique is limited by non-common static aberrations. We simulated a companion-star system and observed the corresponding images (Fig. 4). As expected, the companion is not detected on the final images using a single image for both techniques that are photon noise limited (top of the figure). Using 400 images, the companion is lost in non-common static speckles on the final differential image whereas it is well detected on the final SCC image.

## 6. Conclusion

In this article, we have recalled the principle of the Self-Coherent Camera (SCC). We have described the numerical simulation we developed to evaluate the performance of the SCC. We found that, as opposed to standard differential imaging, the SCC is not limited by the aberrations in the optical elements. The detection limit with the SCC roughly follow the photon noise limitation (cf. Figs. 2 and 3). Thus, to detect a faint companion very close to its host star ( $10^{-4}$  at  $1.9\frac{\lambda}{D}$ ) only a short observation time is mandatory (about 2.4 s for a magnitude 5 star on an 8-meter telescope). To detect a fainter companion as a  $10^{-10}$  exoplanet, the coupling of coronagraphs and the SCC will be necessary. This coupling is under study. We are also analyzing different data processing technique to minimize the impact of the division by the reference image  $\overline{I}_R$ . A laboratory experiment is also under development to compare the expected capabilities presented in this article with the effective performance.

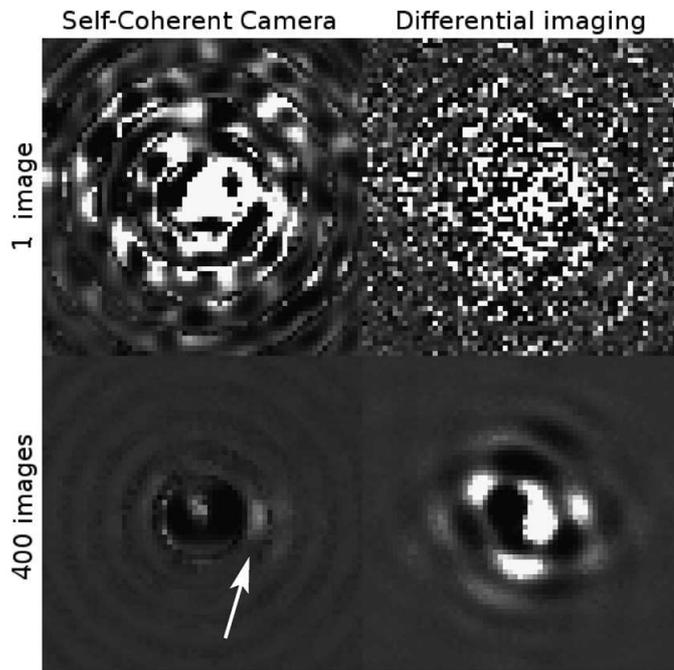


Fig. 4. Final Self-Coherent Camera (left) and differential (right) images using a single (top) and 400 images (bottom). The companion,  $1.9 \frac{\lambda}{D}$  separated, is  $10^4$  less bright than the host star. The SCC reference image exposure time is 18 s. An algorithm based on cosmic removal is used to correct the SCC images from spikes due to the division by  $\bar{I}_R$ . The power scale is the same for the four images.

## References

- [1] J. Schneider, The Extrasolar Planets Encyclopaedia, <http://exoplanet.eu/>.
- [2] I. Baraffe, G. Chabrier, T.S. Barman, F. Allard, P.H. Hauschildt, *Astron. Astrophys.* 402 (2003) 701.
- [3] O. Guyon, E. Pluzhnik, M. Kuchner, B. Collins, S. Ridgway, *Astrophys. J. Suppl.* 167 (2006) 81.
- [4] C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, R. Racine, P. Riopel, M. Vallée, D. Lafrenière, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 117 (2005) 745.
- [5] R. Racine, G. Walker, D. Nadeau, R. Doyon, C. Marois, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 111 (1999) 587.
- [6] S. Seager, B. Whitney, S. Sasselov, *Astrophys. J.* 540 (2000) 504.
- [7] N. Baba, N. Murakami, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 115 (2003) 1363.
- [8] J. Codona, R. Angel, *Astrophys. J.* 604 (2004) L117.
- [9] O. Guyon, *Astrophys. J.* 615 (2004) 562.
- [10] A. Labeyrie, *EAS Conf. Pub. Series* 12 (2004) 3.
- [11] P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand, D. Rouan, *Proc. of IAU Colloquium 200* (2006) 553.
- [12] M. Ollivier, J.-M. Mariotti, *Appl. Opt.* 36 (1997) 5340.
- [13] C. Wynne, *Opt. Comm.* 28 (1979) 21.
- [14] M. Sarazin, A. Tokovinin, *ESO Conf. and Workshop Proc.* 58 (2002) 321.
- [15] F. Rigaut, J.-P. Veran, O. Lai, *SPIE Proc.* 3353 (1998) 1038.
- [16] L. Jolissaint, J.P. Veran, *ESO Conf. and Workshop Proc.* 58 (2002) 201.
- [17] C. Cavarroc, A. Boccaletti, P. Baudoz, T. Fusco, D. Rouan, *Astron. Astrophys.* 447 (2006) 397.
- [18] A. Duparré, J. Ferre-Borrull, S. Gliech, et al., *Appl. Opt.* 41 (2002) 154.

Annexe C

Article A&A 488 P. L9-L12  
Galicher, R. *et al.*, 2008

LETTER TO THE EDITOR

## Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space

Raphaël Galicher<sup>1,2</sup>, Pierre Baudoz<sup>1,2</sup>, Gérard Rousset<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7. 5, place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.  
e-mail: raphael.galicher@obspm.fr, pierre.baudoz@obspm.fr, gerard.rousset@obspm.fr

<sup>2</sup> Groupement d'Intérêt Scientifique Partenariat Haute Résolution Angulaire Sol Espace (PHASE) between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7

Received ; accepted

### ABSTRACT

**Context.** In the context of exoplanet detection, the performance of coronagraphs is limited by wavefront errors.

**Aims.** To remove efficiently the effects of these aberrations using a deformable mirror, the aberrations themselves must be measured in the science image to extremely high accuracy.

**Methods.** The self-coherent camera which is based on the principle of light incoherence between star and its environment can estimate these wavefront errors. This estimation is derived directly from the encoded speckles in the science image, avoiding differential errors due to beam separation and non common optics.

**Results.** Earth-like planet detection is modeled by numerical simulations with realistic assumptions for a space telescope.

**Conclusions.** The self-coherent camera is an attractive technique for future space telescopes. It is also one of the techniques under investigation for the E-ELT planet finder the so-called EPICS.

**Key words.** instrumentation: adaptive optics — instrumentation: high angular resolution — instrumentation: interferometers — techniques: high angular resolution — techniques: image processing

### 1. Introduction

Very high contrast imaging is mandatory for the direct detection of exoplanets, which are typically a factor of between  $10^7$  and  $10^{10}$  fainter than their host and often located within a fraction of an arcsecond of their star. First of all, coronagraphs are required to suppress the overwhelming flux of the star but they are limited by wavefront errors in the upstream beam, which creates residual speckles in the science image. Adaptive optics must be used to correct for the effect of most of these aberrations. Some remain uncorrected generating quasi-static residual speckles (Cavarroc et al., 2006). Interferential techniques take advantage of the incoherence between companion and stellar lights to measure these wavefront errors in the science image to high accuracy (Codona & Angel, 2004; Guyon, 2004). In this Letter, we describe such a technique called a self-coherent camera (Baudoz et al., 2006). Residual speckles in the science image, also called interferential image hereafter, are spatially encoded by fringes so that we can derive an estimation of wavefront errors to be corrected by a Deformable Mirror (DM). Since the number of DM actuators is finite, this correction leaves residual speckles. Thus, after reaching the DM limit correction, we apply an image post-processing algorithm (Galicher & Baudoz, 2007) to achieve Earth-like planet imaging. Hereafter, we detail the SCC principle. Then, we describe the wavefront error estimator that we use. Finally, we present expected performances from space.

### 2. Principle and aberration estimator

The beam from the telescope is reflected onto the DM and is split into two beams (Fig. 1). The image channel (shown in red

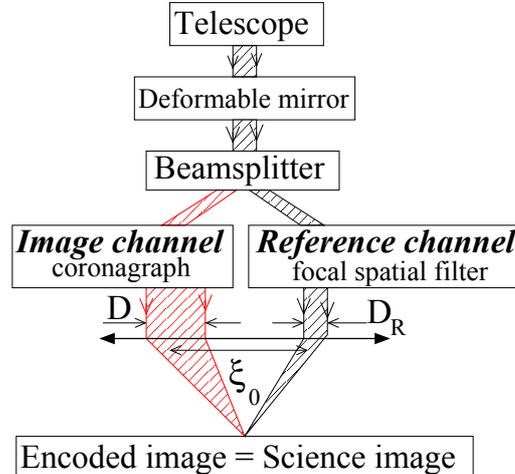
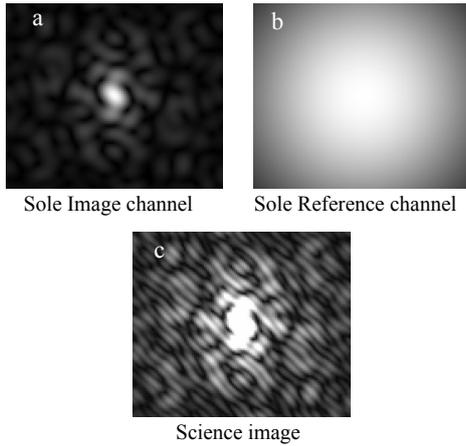


Fig. 1. Self-coherent camera principle schematics.

in electronic edition) propagates through a coronagraph. It contains companion light and residual stellar light due to wavefront errors. Its complex amplitude is  $\Psi_S(\xi) + \Psi_C(\xi)$ , where  $\xi$  is the pupil coordinate.  $\Psi_S$  and  $\Psi_C$  represent the stellar and companion complex amplitudes of the field in the pupil plane respectively, just after the  $D$  diameter Lyot stop. The second beam,

called the reference channel, is filtered spatially in a focal plane using a pinhole of radius smaller than  $\lambda/D$ . Almost all companion light is stopped since it is not centered on the pinhole. In the pupil plane just after the diaphragm ( $D_R$ ), the reference complex amplitude is called  $\Psi_R(\xi)$ . The pinhole reduces the impact of wavefront errors on  $\Psi_R$  since it acts as a spatial frequency filter. An optic recombines the two channels, separated by  $\xi_0$  in the pupil plane, and creates a Fizeau fringed pattern in the focal plane. Residual speckles are therefore spatially encoded unlike companions. The mean intensity of residual speckles of the image channel is almost spatially flat and attenuated by the coronagraph. To optimize the fringe contrast, we have to match the intensity distributions and fluxes of image and reference channels. We use a  $D_R < D$  diameter diaphragm to obtain an almost flat reference intensity in the focal plane. This diaphragm reduces the impact of aberrations on  $\Psi_R$ , since only a fraction of the diffraction peak of size  $\lambda/D_R$  is detected in the image (image b in Fig. 2). This implies that the reference channel is quite insensitive to aberrations and can be calibrated before the interference recording (Galicher & Baudoz, 2007). Fluxes are equalized using a variable neutral density in the reference channel before the pinhole (Sect. 3). In Fig. 2, we present, on the same spatial scale, (a) the image formed after the sole coronagraph for a pupil of diameter  $D$  (the sole image channel) showing residual speckles, (b) the image corresponding to the sole reference channel for a pupil of diameter  $D_R$  and (c) the interferential image, where the residual speckles are spatially encoded by fringes.



**Fig. 2.** (a) Image formed after the sole coronagraph for a pupil of diameter  $D$  (sole image channel) showing the residual speckles. (b) Image of the sole reference channel for a pupil of diameter  $D_R$ . (c) Interferential image (science image) where the speckles are spatially encoded by fringes. The spatial scale is the same for all the images.

In polychromatic light, the intensity  $I(\alpha)$  of the interferential image on the detector is

$$I(\alpha) = \int_{\mathcal{R}} \frac{1}{\lambda^2} \left[ I_S \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) + I_R \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) + I_C \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) + 2 \operatorname{Re} \left( A_S \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) A_R^* \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) \exp \left( \frac{2i\pi\alpha\xi_0}{\lambda} \right) \right) \right] d\lambda, \quad (1)$$

where  $\alpha$  is the angular coordinate in the science image,  $A_i$  the Fourier transform of the corresponding  $\Psi_i$ ,  $I_i$  the inten-

sity  $|A_i|^2$ , and  $A_i^*$  the conjugate of  $A_i$ . The wavelength  $\lambda$  belongs to  $\mathcal{R} = [\lambda_0 - \Delta\lambda/2, \lambda_0 + \Delta\lambda/2]$ . Following the work by Bordé & Traub (2006), we estimate wavefront errors from residual speckles in the science image. For this purpose, we propose to extract the modulated part of  $I$ , which contains a linear combination of  $A_S$  and  $A_R$ . First, we apply a Fourier Transform on  $I$  and isolate one of the lateral correlation peaks. We then apply an inverse Fourier Transform and obtain  $L$ .

$$L_-(\alpha) = \int_{\mathcal{R}} \frac{1}{\lambda^2} A_S \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) A_R^* \left( \frac{\alpha D}{\lambda} \right) \exp \left( \frac{2i\pi\alpha\xi_0}{\lambda} \right) d\lambda \quad (2)$$

In Eq. 2,  $A_S$  and  $A_R^*$  depend on  $\alpha D/\lambda$ , inducing the speckle dispersion with wavelength. Fizeau interfringe  $\lambda/\xi_0$  is proportional to wavelength in the exponential term. Both effects degrade the wavefront estimation from  $L_-$  when the useful bandwidth is large. However, the fringe wavelength dependence is dominant. It may be more appropriate to consider an Integral Field Spectrometer at modest resolution ( $R = 100$ ), or to simulate the use of a short bandpass filter with a chromatic compensator. Such a device, proposed by Wynne (1979), almost correct for the two chromatic effects over a wide spectral band ( $\Delta\lambda \approx 0.2\lambda_0$ ) to provide a smaller effective bandwidth ( $\Delta\lambda_{\text{eff}} \approx 0.01\lambda_0$ ). It enables us to assume as close as possible a monochromatic case in our model of SCC image formation. We firstly assume  $\Delta\lambda_{\text{eff}} \ll \lambda_0$ , so that  $A_S$  and  $A_R^*$  are constant over the spectral band. We obtain from Eq. 2

$$L_-(\alpha) \approx A_S \left( \frac{\alpha D}{\lambda_0} \right) A_R^* \left( \frac{\alpha D}{\lambda_0} \right) \int_{\mathcal{R}} \frac{1}{\lambda^2} \exp \left( \frac{2i\pi\alpha\xi_0}{\lambda} \right) d\lambda \quad (3)$$

We have to estimate  $A_S$  or, more precisely, its inverse Fourier transform  $\Psi_S$  and we deduce

$$\Psi_S(\xi) \approx \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{L_-(\alpha) F^*(\alpha)}{A_R^*(\alpha D/\lambda_0) \|F\|^2} \right], \quad (4)$$

where  $\mathcal{F}^{-1}$  denotes the inverse Fourier transform,

$$F = \int_{\mathcal{R}} \frac{1}{\lambda^2} \exp(2i\pi\alpha\xi_0/\lambda) d\lambda \quad (5)$$

and  $F^*$  its conjugate.

As a second assumption, we consider that wavefront errors  $\phi$  we are attempting to measure are small and we can write the star field  $\Psi'_S$  in the pupil plane upstream from the coronagraph as

$$\Psi'_S(\xi) \approx \Psi_0 P(\xi) \left( 1 + \frac{2i\pi\phi(\xi)}{\lambda_0} \right), \quad (6)$$

where  $\Psi_0$  is the amplitude of the star assumed to be uniform over  $P$ , which is the unitary flat pupil of diameter  $D$ .

In a third step, we assume a perfectly achromatic coronagraph (Cavarroc et al., 2006), which allows us to remove the coherent part of the energy  $\Psi_0 P$  to  $\Psi'_S$

$$\Psi_S(\xi) \approx \frac{2i\pi}{\lambda_0} \Psi_0 P(\xi) \phi(\xi) \quad (7)$$

Finally, Eq. 4 and 7 provide an estimator of the wavefront errors within the pupil

$$\phi(\xi) \approx \frac{\lambda_0}{2\pi} \left[ \mathcal{I} \left\{ \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{L_-(\alpha) F^*(\alpha)}{\Psi_0 A_R^*(\alpha D/\lambda_0) \|F\|^2} \right) \right\} \right] \quad (8)$$

with  $\mathcal{I}\{\}$  the imaginary part. In Eq. 8,  $F$  depends only on known physical parameters,  $\xi_0$  and the spectral bandwidth, and is numerically evaluated. We can estimate  $\Psi_0$  since we can calibrate

the incoming flux collected by the telescope.  $I_c$  is derived from the recorded image  $I$ . Finally, we have to divide by the complex amplitude  $A_R^*$ , previously calibrated. Setting  $D_R \ll D$ , we obtain an almost flat reference intensity and therefore avoid values close to zero in the numeric division. We notice in Eq. 8 the linear dependence of  $\phi$  on  $I_c$ , which is measured directly from the interferential image. We attempt to correct for these wavefront errors, estimated from Eq. 8, using the DM. Then, we record a new interferential image in which quasi-static residual speckles have been suppressed and companions are now detectable. Practically, few iterations are required to reach high contrast under our assumptions used to derive the estimator and because of noise.

We note that we require SCC sampling sufficient to detect the fringes that encode the residual speckles. The sampling is then larger than the classical sampling used in earlier techniques proposed by Guyon (2004) and Codona & Angel (2004). However, the SCC needs a single image to estimate wavefront errors, whereas the other two techniques require at least two images since they use an on-axis recombining as in a Michelson scheme and either temporal or spatial phase shifting arrangements. Finally, instead of spreading the incoming light into several images, the SCC spreads the light into fringes.

### 3. Performances

We consider an SCC device operating in visible light ( $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda \approx 0.2 \lambda_0$ ,  $\Delta\lambda_{\text{eff}} = 0.01 \lambda_0$ , section 2). We assume a perfectly achromatic coronagraph. The beamsplitter injects 99% of the incoming energy into the image channel. The filtering pinhole radius is  $\lambda_0/D$  and  $D$  equals  $25 D_R$ . To be more realistic, we assume a calibration of the reference channel with a non-aberrated incoming wavefront and enter this value into the expression for the estimator in Eq. 8. We consider a  $32 \times 32$  DM. The  $n$ th-actuator influence function is  $\exp(-1.22(32(\xi - \xi_n)/D)^2)$ , where  $\xi_n$  is the center of the  $n$ th-actuator. We call  $\mathcal{H}$  the  $(32 \lambda_0/D)^2$  corrected area which is centered on-axis. We chose  $\xi_0 = 1.05(1.5D + 0.5D_R)$  to ensure that the correlation peaks of  $\mathcal{F}(I)$  did not overlap, which corresponds to about 1.5 interfringes per  $\lambda/D$ . We use  $1024 \times 1024$  pixel interferential images with 4 pixels for the smallest interfringe over  $\mathcal{R}$  (Shannon criteria). Compared to the classical sampling used in Guyon's and Codona's devices of 2 pixels per  $\lambda/D$ , the SCC image is  $6/2 = 3$  times oversampled, which reduces the field of view a priori. However, if the read out noise is not a limitation, this oversampling is not a problem since the interesting area  $\mathcal{H}$  is given by the number of actuators of the DM. We consider static aberrations in the instrument upstream of the coronagraph. We adopt a 20 nm rms amplitude with a spectral power density varying as  $f^{-3}$ , where  $f$  is the spatial frequency, which corresponds to typical VLT optic aberrations (Bordé & Traub, 2006). We simulate an 8 m-diameter space telescope with a 50% throughput pointing a G2 star at 10 parsec. The quantum efficiency of the detector is 50%. We consider photon noise, set the read out noise to  $5e^-$  per pixel, and consider the zodiacal light to be a uniform background at  $22.5 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ . We have not used any linear approximation to simulate the focal plane images.

By correcting the wavefront errors, we improve the coronagraphic rejection and the reference intensity  $I_R$  becomes dominant in the science image  $I$  (Eq. 1). We adjust the calibrated neutral density in the reference channel at each step. To determine the value of the neutral density, we estimate the ratio  $r$  of the incoming energies from the image and reference channels in the center of the image to be  $r = \int_{\mathcal{H}'} (I(\alpha) - I_R(\alpha)) / \int_{\mathcal{H}'} I_R(\alpha)$

where  $\mathcal{H}'$  represents the  $(22\lambda_0/D)^2$  centered on-axis area, and optimize fringe contrast for the next step. The neutral density transmission is 1 at step 0 and  $5.6 \times 10^{-3}$  at step 3. At  $5\lambda/D$ , the average number of photons per pixel is about 1.3 and 50 for the reference channel, and 150 and 115 for the image one, respectively at steps 0 and 3. Finally, the intensity of  $\mathcal{H}$  decreases as the coronagraphic rejection increases. At each step, we adjust the exposure time to optimize the signal-to-noise ratio in the 16-bit dynamic range of the detector.

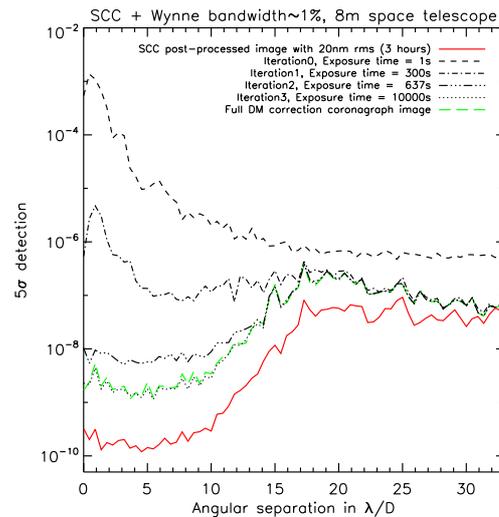


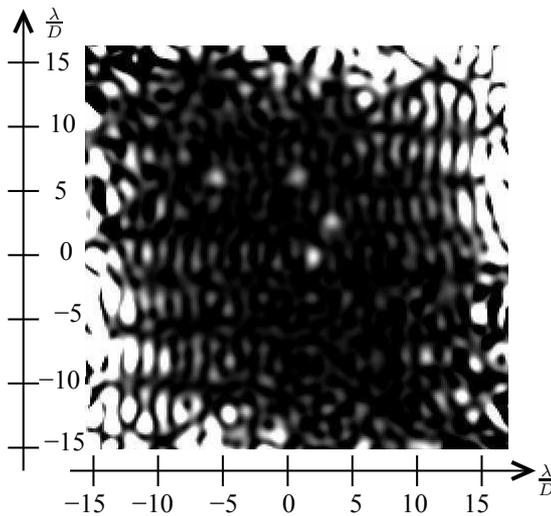
Fig. 3.  $5\sigma$  detection limit vs angular separation.

We define the  $5\sigma$  detection  $d_{5\sigma}$  to be

$$d_{5\sigma}(\rho) = \frac{5\sigma(\rho)}{I_0}, \quad (9)$$

where  $\sigma(\rho)$  is the azimuthal standard deviation of the considered image at the radial separation of  $\rho$  and  $I_0$  the maximum intensity of the central star without a coronagraph. We plot  $d_{5\sigma}$  for the interferential image  $I$  versus angular separation for several iterations of the correction (Fig. 3). The  $5\sigma$  detection limit corresponds to an azimuthal average (Cavarroc et al., 2006). In the figure we specify the exposure time of each step. In iteration 0, we measure the coronagraphic residue due to the 20 nm rms static aberrations without any correction. The algorithm converges in a few steps ( $\sim 3$ ). The dashed green line represents the coronagraphic image, without SCC, computed with a full correction by the  $32 \times 32$  DM. This curve is almost superimposed on the curve of iteration 3. This illustrates that the SCC is limited by the aberrations linked to the DM uncorrectable high-order frequencies. The level of this limit depends only on the number of actuators of the DM and the initial aberration level (Bordé & Traub, 2006). To improve the performance, we may increase the number of DM actuators or use higher quality optics. In a second step, we apply to the final iteration image the post-processing algorithm that we presented in previous papers (Baudoz et al., 2006; Galicher & Baudoz, 2007). The  $5\sigma$  detection limit of the SCC post-processed image is plotted in Fig. 3 (full red line). The increase in the faintness corresponding to the  $5\sigma$  detection is

about  $10^5$  at  $5\lambda_0/D$  in a few steps. An Earth-like planet,  $2 \times 10^{-10}$  fainter than its host star, is detected at the  $5\sigma$  confidence level in about 3 hours. Contrast outside  $\mathcal{H}$  is improved slightly during the first steps because both the reference flux (neutral density) and the corresponding noise decrease.



**Fig. 4.** SCC post-processed image of the final iteration image corresponding to a total exposure time of  $\sim 3$  hours.  $2 \times 10^{-10}$  companions are present at 1, 3, 5, and  $7\lambda_0/D$  on a spiral. The field of view is about  $32 \times 32 \lambda/D$ . The intensity scale is linear.

We simulate four  $2 \times 10^{-10}$  companions at 1, 3, 5, and  $7\lambda_0/D$  (0.02, 0.06, 0.10 and 0.14 arcsec), under the same assumptions and including their photon noise. As shown in Fig. 4, these Earth-like planets are detected in the SCC post-processed image after a total exposure time  $T$  of  $\sim 3$  hours. The accuracy in the measured positions is a fraction of  $\lambda/D$  (lower than  $\lambda/(2D)$ ). Fluxes are determined with a precision better than 20% for the three most off-axis companions. The coronagraph degrades the accuracy of the measured flux of the closest companion ( $1\lambda_0/D$ ): the image of this companion appears to be slightly distorted because the Earth contrast is just above the detection limit (Fig. 3) and a residual speckle is present at that position. The efficiency of the post-processing algorithm should be improved in future studies. We note that the correction area is larger in the fringe direction (from top-left to bottom-right) because of the residual chromatic dispersion effect (Eq. 2).

Similar results for high contrast imaging were demonstrated by Trauger & Traub (2007) in a laboratory experiment. They achieved a high contrast of  $10^{-9}$  in polychromatic light ( $\Delta\lambda \approx 0.02 \lambda_0$ ), corresponding to a  $5\sigma$  detection of  $5 \times 10^{-9}$ .

#### 4. Conclusions

We have numerically demonstrated that the self-coherent camera associated with a  $32 \times 32$  DM enables us to detect Earths from space in a few hours when using realistic assumptions (zodiacal light, photon noise, read out noise, VLT pupil aberrations, and 20% bandwidth). SCC could be a good candidate to be im-

plemented in the next generation of space telescopes. The technique involves two steps. We first use SCC to estimate wavefront errors and operate a DM that completes the correction in a few steps. To overcome the limitation linked to the DM uncorrectable high-order frequencies, we apply to the final iteration image, the SCC post-processing algorithm. This post-processing has yet to be optimized.

SCC is one of the techniques under investigation for the E-ELT planet finder so-called EPICS. For this reason, we propose to consider the impact of different parameters, such as amplitude errors and turbulence residuals on the SCC performance. We will also test the compensation for amplitude errors proposed by Bordé & Traub (2006). A preliminary study, which assumes a more realistic coronagraph (achromatic Four Quadrant Phase Mask), indicates that our algorithm converges but more slowly than with a perfect coronagraph. The quality of the reference beam should not be important for SCC because of the filtering by the pinhole and the reduction in the beam diameter ( $D_R$ ), which induces a wide diffraction pattern in the focal plane. Experimental validations of the SCC technique are also planned soon.

We thank Pascal Bordé and Anthony Boccaletti for useful discussions.

#### References

- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., Rouan, D. 2006, *A&A*, **447**, 397-403.
- Codona, J., Angel, R. 2004, *ApJ*, **604**, L117.
- Guyon, O. 2004, *ApJ*, **615**, 562.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., Rouan, D., 2006, *Proc. of IAU Colloquium 200*, 553.
- Galicher, R., Baudoz, P., 2007, *C. R. Physique* **8**, 333-339.
- Bordé, P., Traub, W. A., 2006, *ApJ*, **638**, 488-498.
- Wynne, C., 1979, *Opt. Comm.*, **28**, 21.
- Trauger, J. T. and Traub, W. A., 2007, *Nature*, **446**, 771-773.



## Annexe D

Article soumis à A&A  
Galicher, R. *et al.*, 2009

## Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor: simulations.

Raphaël Galicher<sup>1,2</sup>, Pierre Baudoz<sup>1,2</sup>, Gérard Rousset<sup>1,2</sup>, Julien Totems<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, University Pierre et Marie Curie Paris 6 and University Denis Diderot Paris 7. 5, place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.

e-mail: raphael.galicher@obspm.fr, pierre.baudoz@obspm.fr, gerard.rousset@obspm.fr

<sup>2</sup> Groupement d'Intérêt Scientifique Partenariat Haute Résolution Angulaire Sol Espace (PHASE) between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7

<sup>3</sup> Onera / DOTA - Chemin de la Hunière - 91761 Palaiseau Cedex  
e-mail: julien.totems@onera.fr

Received ; accepted

### ABSTRACT

**Context.** Direct detection of exoplanets requires high dynamic range imaging. Coronagraphs could be the solution but their performance in space is limited by wavefront errors (manufacturing errors on optics, temperature variations, etc), which create quasi-static stellar speckles in the final image.

**Aims.** Several solutions have been suggested to tackle this speckle noise. Differential imaging techniques subtract a reference image to the coronagraphic residue in a post-processing imaging. Other techniques attempt to actively correct wavefront errors using a deformable mirror. In that case, wavefront aberrations have to be measured in the science image to extremely high accuracy.

**Methods.** The self-coherent camera can be used both as differential imaging and wavefront sensor for active correction. To do it, stellar speckles are spatially encoded in the science image so that no differential aberrations exist. The encoding is based on the principle of light incoherence between the hosting star and its environment.

**Results.** In this paper, we first discuss one intrinsic limitation for deformable mirrors. Then, several parameters of the self-coherent camera are studied in detail. We also propose an easy and robust design to associate the self-coherent camera with a coronagraph which uses a Lyot stop. Finally, we discuss the case of the association with a Four Quadrant Phase Mask and numerically demonstrate that such a device enables detection of Earth-like planets under realistic conditions.

**Conclusions.** The parametric study of the technique lets us believe it can be implemented quite easily in future instruments dedicated to exoplanets direct imaging.

**Key words.** instrumentation: adaptive optics — instrumentation: high angular resolution — instrumentation: interferometers — techniques: high angular resolution — techniques: image processing

### 1. Introduction

Exoplanets are typically  $10^7$  to  $10^{10}$  fainter than their host and often located within a fraction of an arcsecond from their star in visible light. Numerous coronagraphs have been proposed to reduce the overwhelming light of a star to obtain a direct imaging of extrasolar planets (Rouan et al., 2000; Mawet et al., 2005; Guyon et al., 2005). Several of them provided observations (Schneider et al., 1998; Boccaletti et al., 2004). But, all these coronagraph performance is limited by wavefront errors in the upstream beam and the final focal plane image shows stellar speckles. The effect of most of these aberrations can be corrected by Adaptive Optics (AO) or eXtreme AO (XAO, Vérinaud et al., 2008) but the uncorrected part generates quasi-static speckles, which limit the image contrast (Cavarroc et al., 2006; Macintosh et al., 2005). To reduce this speckle noise, differential imaging techniques attempt to subtract a reference image of the stellar speckles to the science image (star plus companion). Several ways are used to measure that reference: spectral characteristics (Racine et al., 1999; Marois et al., 2000, 2004), polarization states (Baba&Murakami, 2003; Stam et al., 2004), differential rotation in image (Schneider et al., 1998; Marois et al., 2006) or incoherence between stellar and companion lights (Guyon, 2004). The Self-coherent camera with which we work uses

that last property (Baudoz et al., 2006; Galicher & Baudoz, 2007). But before using one of these *a posteriori* techniques, we may actively correct quasi-static wavefront errors so that a first speckle reduction is achieved and differential imaging techniques have less to do. Considering the low level of aberrations to correct (a few nanometers), the wavefront sensor of that loop has to measure for phase and amplitude errors in the final science image to avoid differential errors introduced by classical wavefront sensor (Shack-Hartmann for example, Shack & Platt, 1971). Codona & Angel (2004) suggest to use the incoherence between companion and stellar lights and use a modified Mach-Zender interferometer to encode the stellar speckles. The instrument we propose, the self coherent camera (SCC), is based on the same property and uses Fizeau interferences. We insist on the fact that the SCC can be used both as a wavefront sensor for active correction (called step A in this paper) and as a differential imaging technique (step B). In Galicher et al. (2008), we numerically demonstrated that, applying step B after step A, a self-coherent camera associated with a  $32 \times 32$  deformable mirror and a perfect coronagraph detects Earths (contrast of  $2 \cdot 10^{-10}$ ) from space in a few hours under realistic assumptions (zodiacal light, photon noise, read out noise, phase errors of 20 nm rms, 20% bandwidth and 1% effective bandwidth, 8 m telescope with

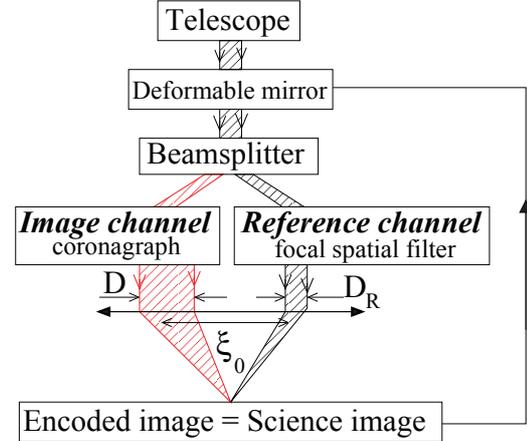
a 25% throughput and  $\lambda_0 = 800$  nm). Here, we report results from a parametric study of the SCC, we propose an easy and robust design to associate it with coronagraphs that use a Lyot stop and we detail the performance in the case of a Four Quadrant Phase Mask coronagraph (FQPM, Rouan et al., 2000). Section 2 recalls the principle of the technique and presents the estimators of the pupil complex amplitude (phase and amplitude errors, step A) and companion images (step B). Section 3 provides the assumptions and criterions used for the parametric studies. Section 4 is a general study (no SCC) of one intrinsic limitation for deformable mirrors and presents the best contrast they can provide. An other general limitation is the impact of amplitude aberrations and we report the effects on the SCC performance in section 7. The signal to noise ratios on both estimators (wavefront and companion) are developed in section 5. The section 6 precises the required stability of the reference beam. The two last parts are the most important of the paper. The first one is the study of the chromatism on the SCC performance when a perfect coronagraph is used (section 8). In the second one (section 9), we propose a device to associate the SCC and any coronagraph using a Lyot stop. We discuss the case of a Four Quadrant Phase Mask coronagraph: Earths are detected using such a coronagraph with the SCC just by adding a small hole to the Lyot stop.

## 2. Self-coherent camera principle

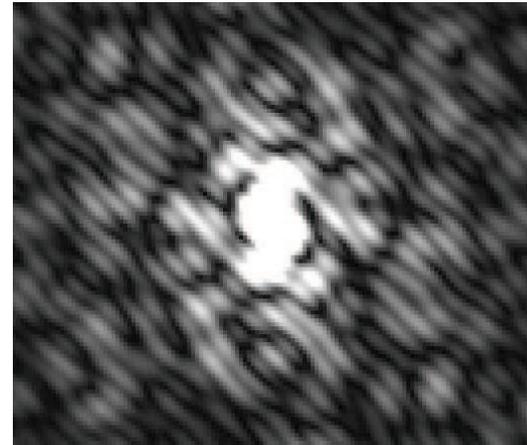
The goal of the self-coherent camera is the measurement (step A) of phase and amplitude aberrations in the pupil upstream the coronagraph and the speckle field estimation (step B) without introducing any non-common path errors. To do it, we use spatial interferences in the science image to encode the stellar speckles which are directly linked to the wavefront aberrations.

This section briefly recalls how to use the self-coherent camera to measure wavefront errors and also to reduce the speckle noise in the image. More details can be found in Baudoz et al. (2006); Galicher et al. (2008). As in these previous papers, we consider hereafter only space observations. Figure 1 presents a principle scheme. A deformable mirror, located in a plane conjugated to the entrance pupil, reflects the beam incoming from the telescope. We then split the beam. In the image channel, the beam goes through a coronagraph. In the reference channel, we suppress all the companion light and extract a beam containing only light from the hosting star (cf. section 9). Finally, we recombine the two beams in a Fizeau scheme to obtain spatial fringes in the science image on the detector. Phase and amplitude aberrations give a coronagraphic residue in the last focal plane. And the reference channel induces spatial interferences on these stellar speckles (cf. Fig 2) whereas it does not have any impact on a possible companion image since companion light is not coherent with star light. The stellar speckles are thus encoded (modulated) whereas the companion image is not. We propose the following protocol to detect faint companions:

- **Step A, wavefront estimation and correction:** estimate phase and amplitude errors from the focal plane image and correct for them using a deformable mirror (correction loop without any differential errors, section 2.2)
- **Step B, companion detection:** record the science image when the best correction is achieved and post-process that image to overcome the DM limitation (section 2.3).



**Fig. 1.** Self-coherent camera principle schematics. The beam incoming from the telescope is split into two channels. The image channel is a classical coronagraphic device (in red and on the left). The reference channel (in black and on the right) contains only the stellar light (focal spatial filter) which interferes with the stellar coronagraphic residue of the image channel in the so-called Science image. The principle is based on Fizeau interferences. Phase and amplitude errors in the pupil upstream the coronagraph are then estimated and corrected by controlling a deformable mirror.



**Fig. 2.** Science image of the self-coherent camera. Stellar speckles of the coronagraphic residue are fringed and thus, spatially encoded. No companion is present.

### 2.1. Notations

Before giving the expression of the wavefront estimator, we summarize the notations of this paper in table 1. Their signification is precised in the text when necessary.

Wavelength	$\lambda$
Central wavelength	$\lambda_0$
Bandwidth	$1/R_\lambda = \Delta\lambda/\lambda_0$
Star flux in the pupil upstream the coronagraph	$\psi_0$
Pupil diameter in the image channel	$D$
Pupil diameter in the reference channel	$D_R$
$D/D_R$	$\gamma$
Flat pupil of diameter $D$ (1 inside, 0 outside)	$P$
Pupil coordinate	$\xi$
Phase aberrations upstream the coronagraph	$\phi_\lambda(\xi)$
Amplitude aberrations upstream the coronagraph	$a(\xi)$
Pupil star amplitude in the image channel	$\psi_{S,i}(\xi)$
Pupil star amplitude in the reference channel	$\psi_{R,i}(\xi)$
Pupil separation	$\xi_0$
Focal plane angular coordinate	$\alpha$
Amplitude in the detector plane for $\lambda$	$A_{i,i}(\alpha)$
Intensity in the detector plane for $\lambda$	$I_{i,i}(\alpha)$
Polychromatic intensity in the detector plane	$I_i(\alpha)$
Number of actuators of the deformable mirror	$N_{act} \times N_{act}$
Interferential image in the detector plane	$I(\alpha)$
Estimation of $I_R(\alpha)$	$\hat{I}_R(\alpha)$
Estimation of $A_R(\alpha)$	$\hat{A}_R(\alpha)$

**Table 1.** Table of the notations. Index  $i$  represents R, S or C respectively referring to the reference channel, the stellar residue of the image channel and the companion light of the image channel.

## 2.2. Step A: correction loop

### 2.2.1. Estimation of the aberrated wavefront

In Galicher et al. (2008), we proposed an estimator of phase errors in the pupil upstream the coronagraph. Here, we give the SCC estimator of both phase and amplitude aberrations, in other words the pupil complex amplitude.

That amplitude is extracted from the science image  $I$  (Fig. 2). Using notations of table 1, we can write the interferential image  $I$  as:

$$I(\alpha) = \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \left[ |A_S(\alpha)|^2 + |A_R(\alpha)|^2 + |A_C(\alpha)|^2 + 2\text{Re} \left( A_S(\alpha) A_R^*(\alpha) \exp \left( \frac{2i\pi\alpha\xi_0}{\lambda} \right) \right) \right] d\lambda, \quad (1)$$

where the wavelength  $\lambda$  belongs to  $R_\lambda = [\lambda_0 - \Delta\lambda/2, \lambda_0 + \Delta\lambda/2]$ . The first three terms are respectively the coronagraphic residue (stellar speckles to be reduced), the reference image and the companion image (to be detected). They constitute the unmodulated part of the interferential image. The last term traduces the spatial speckle modulation: interferences with a  $\lambda/\xi_0$  interference. The required pupil separation  $\xi_0$  (Fig. 1) not to overlap the peaks in the spatial frequency plane (inverse Fourier transform of the image  $I$ ) is at least:

$$\xi_0 = 1.1(1.5 + 0.5/\gamma)D, \quad (2)$$

We use a 10% margin (factor 1.1).

We follow Galicher et al. (2008) to estimate wavefront errors and we extract the modulated part  $I_-(\alpha)$  of  $I(\alpha)$  because it contains a linear combination of  $A_S$  (what we look for) and  $A_R$ . To

do it, we select one of the two lateral peaks of the inverse Fourier transform of  $I$  and we apply a Fourier transform on it:

$$I_-(\alpha) = \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} A_S(\alpha) A_R^*(\alpha) \exp \left( \frac{2i\pi\alpha\xi_0}{\lambda} \right) d\lambda, \quad (3)$$

We then assume a small effective bandwidth (cf. section 8) and estimate the pupil complex amplitude downstream the coronagraph:

$$\psi_S(u) \simeq \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\alpha)}{A_R^*(\alpha) F(\alpha)} \right] (u), \quad (4)$$

where  $\mathcal{F}^{-1}$  is the inverse Fourier Transform,  $u$  the coordinate in the correlation plane of  $I$  and  $F$  is applied to partially compensate for chromatic effects (see section 8.2). Assuming small phase ( $\phi$ ) and amplitude ( $a$ ) aberrations and a perfect coronagraph, we find the complex amplitude  $\psi_S$  downstream the coronagraph (see Eq. 6 to 8 in Galicher et al. (2008) for details):

$$\psi_S(u) = \psi_0 [a(u) + i\phi(u)] P(u), \quad (5)$$

where  $\psi_0$  is the star flux upstream the coronagraph. From the two last equations, we deduce:

$$\phi(u) - ia(u) \simeq -i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-(\alpha)}{\psi_0 A_R^*(\alpha) F(\alpha)} \right] (u). \quad (6)$$

We can thus estimate wavefront errors upstream the coronagraph from  $I_-$ , extracted from the science image. The other terms can be estimated as follows. The chromatic factor is computed and its expression is given in section 8.2. The constant  $\psi_0$  is uniform (table 2). We can precisely estimate it from flux calibration of the space telescope. Finally the reference amplitude in the focal plane  $A_R^*$  has to be recorded before the beginning of the loop and has to be stable. We point out that such a stabilization can be achieved (section 6).

Once wavefront aberrations are estimated, we correct for them with a deformable mirror as explained in the following section.

### 2.2.2. Correction of the aberrated wavefront

In the whole paper, we assume that we use only one deformable mirror with  $N_{act} \times N_{act}$  actuators to correct for the wavefront errors. If only phase aberrations exist, it is possible to clean all the  $([-N_{act}/2, N_{act}/2] (\lambda_0/D))^2$  centered area in the science image. If both phase and amplitude aberrations are present, we can only clean half of that region and we adopt the method proposed by Bordé & Traub (2006) to make the phase error screen hermitian. As the estimation is not perfect (small aberration linearization, noises, reference division) and the speckles are not static but quasi-static, we need to iterate.

### 2.3. Step B: companion estimation

Once the best correction is achieved (last iteration of step A), we apply the post-processing algorithm described in Baudoz et al. (2006) and Galicher & Baudoz (2007) to suppress the largest part of the speckle residue. We estimate the companion image  $I_{C\text{est}}$  using:

$$I_{C\text{est}}(\alpha) = I_{\text{cent}}(\alpha) - I_R(\alpha) - \frac{|I_-(\alpha)|^2}{I_R(\alpha)}, \quad (7)$$

where  $I_c$  is defined by Eq. 3 and  $I_{\text{cent}}$  is the unmodulated part of the science image  $I$  (Eq. 1) which can be written as:

$$I_{\text{cent}}(\alpha) = \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} [I_S(\alpha) + I_R(\alpha) + I_C(\alpha)] d\lambda. \quad (8)$$

To extract it, we select the central peak of the inverse Fourier transform of the science image (Eq. 1) and apply a Fourier transform on that selection.  $I_R = |A_R|^2$  is the reference image. It has to be estimated and we explain how to do it in introduction of section 6.

### 3. Assumptions and criterions

This section introduces the assumptions of our numerical studies and the criterions used to optimize all the parameters of the instrument.

#### 3.1. Assumptions

In the whole paper, we assume spatial observations (no dynamic aberrations) and achromatic coronagraphs without defects (perfect coronagraph or Four Quadrant Phase Mask). The power spectral density (PSD) of static phase errors in the instrument upstream the coronagraph varies as  $f^{-3}$ , where  $f$  is the spatial frequency, which corresponds to typical VLT mirror aberrations (Bordé & Traub, 2006). Amplitude aberration PSD is flat or evolves as  $f^{-3}$ . The reference complex amplitude  $A_R$  in the detector plane is the Fourier transform of:

- the pupil upstream the coronagraph (same wavefront errors) densified to obtain a pupil diameter  $D_R$  instead of  $D$ , if a perfect coronagraph is used. The flux is set to verify the condition of section 5.1 in the corrected area.
- a pupil of diameter  $D_R$  extracted from the Lyot stop plane (phase and amplitude errors depend on the coronagraph) if a Four Quadrant Phase Mask coronagraph is used (see section 9).

We consider the deformable mirror as a continous face sheet supported by  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  actuators arranged in a square pattern of constant spacing (Bordé & Traub, 2006) and located in a plane conjugate to the entrance pupil. The  $n$ th-actuator influence function is  $\exp(\ln(0.15)(N_{\text{act}}(\xi - \xi_n)/D)^2)$ , where  $\xi_n$  is the center of the  $n$ th-actuator (Huang et al., 2008). We use the method of “energy minimization in the pupil plane” (Eq. A3 of Bordé & Traub, 2006) to project the estimated phase on the deformable mirror. We shrink the corrected area by a 1.05 factor to optimize the correction.

To simulate the science image  $I$  (cf. Eq. 1) in polychromatic light, we sum 5 monochromatic images corresponding to wavelengths uniformly distributed in the considered bandpass  $\Delta\lambda = \lambda_0/R_\lambda$ . Shannon sampling is imposed for fringes  $(\lambda_0/\xi_0)_{\text{pix}} = 4$  and  $\xi_0$  follows Eq. 2. When photon noise is simulated, we consider a G2 star at 10 pc observed by a space telescope with 40% of throughput and a bandwidth of 20% at  $\lambda_0 = 800$  nm. We precise the exposure time and the telescope diameter case by case. The table 2 regroups the other assumptions which change from a section to an other. Except in section 9, only one parameter generally takes realistic values so that its impact can be determined independently to the other parameters, set to ideal values.

#### 3.2. Criterions

To optimize the different parameters of the self-coherent camera, we define two criterions.

#### 3.2.1. Averaged contrast

The first criterion, called  $C_1$ , gives the averaged contrast achieved in the corrected area  $\mathcal{H}$  of the SCC science image. This area varies in function of three parameters : deformable mirror size, polychromatism and amplitude aberrations. Considering a  $N_{\text{act}} \times N_{\text{act}}$  deformable mirror:

- in monochromatic light and without amplitude aberrations,  $\mathcal{H}$  is the centered  $(0.9/1.05 N_{\text{act}}) \times (0.9/1.05 N_{\text{act}}) (\lambda_0/D)^2$  region because we reduce the corrected area by shrinking it by a factor 1.05 (section 3.1) and we do not account for borders (factor 0.9) of that area where the detection is prevented by the diffracted light of the uncorrected speckles.
- in polychromatic light and without amplitude aberrations, following results of section 8.1, we reduce  $\mathcal{H}$  to its intersection with the line of width  $\alpha_B$  and of same direction as fringes.

If amplitude aberrations exist, we consider the region where the correction is effective (section 7), which corresponds to half the  $\mathcal{H}$  area defined herebefore.  $C_1$  can be written:

$$C_1 = \frac{\int_{\mathcal{H}} I(\alpha) d\alpha}{I_0 \int_{\mathcal{H}} d\alpha}, \quad (9)$$

where  $I_0$  is the maximum intensity of the star image without coronagraph nor SCC and  $I$  is given by Eq. 1. The smaller  $C_1$  is, the best the correction is and the fainter companions can be detected. Since  $C_1$  is an average over the corrected area, it does not give any information on preferential positions in the image for the detection.

As explained in section 2.2.2, several iterations are required to reach very high contrast imaging. That is why, when  $C_1$  is considered, we study its convergence speed in function of the number of correction steps.

#### 3.2.2. $5\sigma$ detection

The second quantity we use to compare the different configurations is the  $5\sigma$  detection  $d_{5\sigma}$  that we define as:

$$d_{5\sigma}(\rho) = \frac{5\sigma(\rho)}{I_0}, \quad (10)$$

where  $\sigma(\rho)$  is the azimuthal standard deviation of the considered image at radial separation  $\rho$ . As for  $C_1$ , the smaller  $d_{5\sigma}$  is, the better the correction is and the fainter companions can be detected.  $d_{5\sigma}(\rho)$  is a function of the angular separation in the considered image. It is then possible to determine preferential angular separations for the detection. However,  $d_{5\sigma}(\rho)$  does not give any information on favoured directions. If  $d_{5\sigma}(\rho)$  is used, we plot it against the angular separation.

### 4. Intrinsic deformable mirror limitation

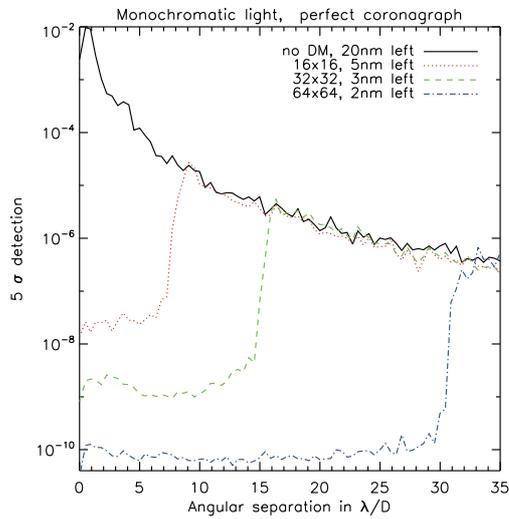
In order to derive SCC performance we need to know the intrinsic limitation of deformable mirrors that we use. In that section, we set out that intrinsic limitation (no SCC) if no apodization is used. We consider a single telescope associated with a perfect coronagraph and a deformable mirror. All the assumptions are recalled in section 3.1. We simulate the coronagraphic image, without SCC, with a full DM correction (perfect estimation of the phase errors). We plot  $d_{5\sigma}$  against the angular separation  $\rho$  in Fig. 3 for three different DM sizes and the same phase screen.

R. Galicher et al.: Parametric study of SCC

5

parameter \ section	4	6.1	6.2	7	8.2	8.3	9.3.1.1	9.3.2.1	9.3.2.2
SCC	no	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes	yes
$\gamma$	/	20	1000	1000	1000	1000	10 and 20	20	25
$R_1$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	40	16 to $\infty$	$\infty$	16 to $\infty$	150
$N_{act}$	16, 32, 64	32	32	64	64	16, 32, 64	32	32	64
coronagraph	perfect	perfect	perfect	perfect	perfect	perfect	FQPM	FQPM	FQPM
$\sigma(\phi)$ rms (nm)	20	20	20	20	20	20	20 and 40	20	20
$\sigma(a)$ rms (%)	0	0	0	0 to 1 ( $f^{-3}$ PSD)	0	0	0	0	1 (flat PSD)
Photon noise	no	no	no	no	no	no	no	no	yes <sup>1</sup>

**Table 2.** Simulation assumptions for each section. See the table 1 for the notations and the text for details. <sup>1</sup>: see assumptions in the text for the determination of the photon number.



**Fig. 3.**  $5\sigma$  detection versus angular separation in the image provided by a perfect coronagraph associated to a single telescope in monochromatic light without DM (black full line) or with DM: 16x16, 32x32 and 64x64 from the top to the bottom. The initial phase error rms amplitude is 20 nm with a power spectral density in  $f^{-3}$ . Residual phase error levels are precised in nm for each DM.

The residue after the perfect coronagraph (no DM) is overplotted in full line.

As expected, the cutoff frequency  $\rho_c$  equals to  $(N_{act}/2)(\lambda_0/D)$  and higher frequencies are not corrected: no change for  $d_{5,\sigma}(\rho)$  with or without correction further than  $\rho_c$ . For  $\rho < \rho_c$ , the detection limit is depends on the diffracted energy of uncorrected speckles located outside the corrected area ( $\rho > \rho_c$ ). The larger  $N_{act}$ , the larger  $\rho_c$  and the lower the level of uncorrected speckles. That is why, for a fixed  $\rho < \rho_c$ , the correction is better with a 64x64 DM than with a 32x32.

To improve the detection limit we can increase the number of actuators (degrees of freedom of the correction). However, nowadays, manufacturing issues limit that number to 64x64 for Microelectromechanical Systems (MEMS). For the E-ELT

planet finder, so called EPICS, a 200x200 device is under study but is not developed yet. An other way to improve the detection limit is the minimizing of wavefront errors but assuming less than 20 nm rms would be very optimistic for telescope larger than a few meters. A last solution to rule out the detection limit is the apodization of the pupil so that the uncorrected speckles would less spread their light into the corrected area. Give'on et al. (2006) assume a Kaiser function to apodize the pupil and achieve a  $10^{-10}$  contrast ( $1\sigma$  detection) at  $4\lambda_0/D$  in the focal plane. But such apodization profil are not easy to produce. Using an amplitude mask (Vanderbei et al, 2003; Kasdin et al., 2005), its throughput would be about 15%, which significantly increases the exposure time to detect faint companions. An other apodization technique, called Phase-Induced Amplitude Apodization (Guyon et al., 2005), could be used because its throughput is about 100%. But manufacturing issues limit its performance even if solutions are under study (Pluzhnik et al., 2006).

Finally, if no apodization is used, the best DM correction shown in Fig. 3:

- cannot be overcome by any device used to estimate wavefront errors because it is an intrinsic limitation depending on diffraction of uncorrected speckles.
- is due to a speckle residue so that the sole way to ameliorate it is a post-correction of the image by differential imaging techniques. One example is the self-coherent camera (step B, section 2.3).

We provide hereafter results of a parametric study of the self-coherent camera used as a focal plane wavefront sensor.

## 5. Signal to noise ratio

We study the impact of the reference flux on the signal to noise ratio of wavefront error estimation (step A, section 5.1) and companion detection (step B, section 5.2).

### 5.1. Step A: wavefront error measurement

The purpose of step A is the measurement of wavefront errors directly from the noisy science image  $I$ . The interesting quantity is then  $A_S$  and, here, we work out the signal to noise ratio of that measure considering the photon noise.

To estimate  $A_S$ , we use Eq. 3 and obtain in monochromatic light:

$$A_{S,n} = \frac{I_{-,n}}{A_R^*}, \quad (11)$$

where the  $n$  index refers to the noisy quantities and where  $I_-$  is the Fourier transform of one of the two lateral correlation peaks of the science image  $I$ . Assuming  $A_R^*$  is almost uniform in the image (see section 6), Eq.11 implies:

$$\text{Var}[A_{S,n}] = \frac{\text{Var}[I_{-,n}]}{I_R}, \quad (12)$$

where we replaced  $|A_R|^2$  by the intensity of the reference channel on the detector  $I_R$ . Considering photon noise, variance of  $I_{-,n}$  can be approximated by (see Eq. 42 of Appendix A):

$$\text{Var}[I_{-,n}] \simeq \frac{I_S + I_R}{(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2}, \quad (13)$$

where  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}}$  is the number of pixels per resolution element  $\lambda_0/D$  in the science image. From Eq. 12 and 13, if the  $A_{S,n}$  measure is done with a signal to noise ratio larger than  $\eta$ , we can write:

$$\frac{|I_{-,n}|}{|A_R^*|} \sqrt{\frac{I_R}{I_S + I_R}} \left(\frac{\lambda_0}{D}\right)_{\text{pix}} > \eta. \quad (14)$$

Supplanting  $|I_-|$  by  $|A_S A_R^*| = \sqrt{I_S I_R}$  (Eq. 11) and  $|A_R^*|$  by  $\sqrt{I_R}$ , we find:

$$\sqrt{\frac{I_S I_R}{I_S + I_R}} \left(\frac{\lambda_0}{D}\right)_{\text{pix}} > \eta. \quad (15)$$

We remind that we measure for wavefront errors (directly linked to  $I_S$ ) and that  $I_R$  is the known reference image. In the case of an association with a Four Quadrant Phase Mask (section 9.3.1.1),  $I_S \gg I_R$  before beginning the correction loop. Under that condition,  $\eta_{\text{max}} \sim (\lambda_0/D)_{\text{pix}} \sqrt{I_R}$ . Using the Shannon fringe sampling  $((\lambda_0/\xi_0)_{\text{pix}} \simeq 3)$  and the minimum separation  $\xi_0$  between pupils of image and reference channels (Eq. 2), the signal to noise ratio at the beginning of the loop roughly equals to  $5 \sqrt{I_R}$ . After a few correction steps, we hope to achieve  $I_S \sim I_R$ . In that condition,  $\eta_{\text{max}} \sim (\lambda_0/D)_{\text{pix}} \sqrt{I_R/2} \sim 3.5 \sqrt{I_R}$ . Finally, wavefront estimation (step A) can be done with a good accuracy as soon as  $I_R$  is greater than a few photons per pixel. The sole problem would be a null value of the reference flux because the speckles would not be encoded and  $\eta$  would be null (see section 6).

### 5.2. Step B: companion detection

Step B corresponds to the companion estimation  $I_{C \text{ est}}$  from the science image  $I$  of the last iteration of the correction (end of step A). It would be quite exhausting to study the exact propagation of noises through all steps of the algorithm that we use to compute the estimator of Eq. 7. We may present such a study in a future paper but it is not the purpose of the present one. Here, we express the dependence of the signal to noise ratio of the estimator on fluxes in the image channel ( $I_S$ , speckle noise) and in the reference channel ( $I_R$ ).

We first assume uncorrelated noises for the unmodulated ( $I_{\text{cent},n}$ ) and modulated ( $I_{-,n}$ ) parts of the science image  $I$  (this is

not rigorously exact). Considering the recorded reference intensity  $\bar{I}_R$  is almost uniform on the detector (see section 6), we can write the variance of the estimator  $I_{C \text{ est},n}$  (Eq. 7):

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}] \simeq \text{Var}[I_{\text{cent},n}] + \frac{\text{Var}[I_{-,n}^2]}{\bar{I}_R^2}. \quad (16)$$

We restrict the covariance of  $I_{-,n}$  to its variance (see Eq. 40 of Appendix A) and we suppose the distribution of the noise on  $I_{-,n}$  still follows a poissonian law. We can then write the fourth momentum of  $I_{-,n}$ :

$$\text{Var}[I_{-,n}^2] \simeq \text{Var}[I_{-,n}] + 3 \text{Var}[I_{-,n}]^2. \quad (17)$$

Finally, using Eq. 42 and 43 of Appendix A (variances of  $I_{-,n}$  and  $I_{\text{cent},n}$ ) and Eq. 16 and 17, we obtain an approximation of the noise on  $I_{C \text{ est},n}$ :

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}] \simeq I(\alpha) \left(\frac{D}{\lambda_0}\right)_{\text{pix}}^2 \left(4 + \frac{1}{I_R^2} + \frac{3I(\alpha)}{I_R^2} \left(\frac{D}{\lambda_0}\right)_{\text{pix}}^2\right), \quad (18)$$

where  $I$  roughly equals to  $I_S + I_R + I_C$ . We insist that this expression is not exact but we numerically checked that it roughly approximates the real noise. We can then derive the ideal flux regime ( $I_S$  and  $I_R$ ) to optimize the speckle subtraction when applying estimator of Eq. 7. To do it, we assume the companion intensity is small compared to the coronagraphic residue ( $I_C \ll I_S$ ). If it is not the case, the companion is detected and the SCC not useful.

#### Weak fluxes

If  $I_C \ll I_S \simeq I_R \ll 1$  photon per pixel, the variance of the noise on  $I_{C \text{ est},n}$  reduces to:

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}] \simeq \frac{2}{I_R} \left(\frac{D}{\lambda_0}\right)_{\text{pix}}^2, \quad (19)$$

and the signal to noise ratio  $\beta$  of the companion detection is:

$$\beta \simeq I_C \sqrt{\frac{I_R}{2}} \left(\frac{\lambda_0}{D}\right)_{\text{pix}} \ll 1, \quad (20)$$

which is not interesting.

#### Dominating coronagraphic residue

If  $I_C \ll I_S$ ,  $1 \ll I_S$  and  $I_R \ll I_S$ , Eq. 18 becomes:

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}] \simeq \frac{3 I_S^2}{I_R^2} \left(\frac{D}{\lambda_0}\right)_{\text{pix}}^4 \gtrsim I_S^2. \quad (21)$$

If  $I_R \lesssim 1$ , noise on the companion estimator is larger than the initial speckle noise and the SCC is useless. If  $I_R \gtrsim 1$ , speckle noise is lightly reduced and the SCC acts positively.

#### Dominating reference image

If  $I_C \ll I_S \ll I_R$  and  $1 \ll I_R$ , we simplify Eq. 18 as follows:

$$\text{Var}[I_{C \text{ est},n}] \simeq 4 I_R \left(\frac{D}{\lambda_0}\right)_{\text{pix}}^2 \propto I_R. \quad (22)$$

The reference image photon noise dominates the estimator noise. As it is larger than the speckle residue we want to reduce ( $I_S \ll I_R$ ), this case is not interesting again.

**Strong fluxes for both channels**

If  $I_C \ll I_S$  and  $I_R \approx I_S \gg 1$  photon per pixel, the variance of the noise on the companion estimator  $I_{C_{\text{est},n}}$  (Eq. 18) reduces to:

$$\text{Var}[I_{C_{\text{est},n}}] \approx 8 I_S \left( \frac{D}{\lambda_0} \right)_{\text{pix}}^2 \propto I_S, \quad (23)$$

which means that it is proportionnal to the photon noise of the coronagraphic residue (which the variance is  $I_S + I_R \approx 2 I_S$ ): the speckle noise is suppressed. The signal to noise ratio  $\beta$  of the companion detection is then:

$$\beta \approx \frac{I_C}{8 I_S} \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)_{\text{pix}} \approx \frac{3 I_C}{I_S}. \quad (24)$$

We have assume  $(\lambda_0/D)_{\text{pix}} \approx 5$  to verify the Shannon sampling of fringes ( $(\lambda_0/\xi_0)_{\text{pix}} \approx 3$ ) and the minimum separation between image and reference pupils (Eq. 2). The factor 3 traduces that the noise is smoothed and averaged when we select the correlation peaks and work out  $I_{-,n}$  and  $I_{\text{cent},n}$  by FFT.

Finally, the best way to estimate the companion image from Eq. 7 with a good signal to noise ratio is to set strong fluxes in both image and reference channels ( $I_S$  and  $I_R$  larger than 1 photon per pixel on the detector).

For both wavefront estimation (step A) and companion estimation (step B), the range of accepted reference fluxes  $I_R$  is large and we propose to work with  $I_R$  around a few tens of photons per pixel in the science image.

**6. Reference beam**

As all differential imaging techniques, SCC needs the recording of a reference of which the complex amplitude  $A_R$  is used to estimate wavefront errors (Eq. 6). A first problem (zero division) appears at the positions where  $A_R$  is null because the condition of section 5.1 is not verified and the corresponding speckles are not well encoded. The second problem is that it is not possible to simultaneously measure  $A_R$  and the science image. We then propose to record the reference complex amplitude before beginning the loop and we call it  $\bar{A}_R$ . But in that case we need that recording to be stable in time. In section 6.1, we present a way to answer both problems at the same time. Then, we study the impact of errors on  $\bar{A}_R$ : spatial drift 6.1 and optical path difference variation (section 6.2) between the recording of  $\bar{A}_R$  and the beginning of the loop.

It is important to distinguish the reference amplitude  $A_R$  used to simulate the SCC science fringed image (see section 3.1) and the reference amplitude  $\bar{A}_R$  used in the estimator of Eq. 6. The second one is an estimation of the *a priori* unknown first one. In this paper, we use the diffracted complex amplitude by a  $D_R$ -diameter pupil free from any aberrations for  $\bar{A}_R$ . Flux and position of  $\bar{A}_R$  are set using a recorded image of the reference channel before the beginning of the correction loop.

**6.1. Reference pupil diameter and spatial drifts of the image**

The solution proposed to stabilize the reference channel and avoid the zero divisions is to use a small diameter  $D_R$  for the reference pupil. In that way,  $A_R$ , roughly equal to the central part of the Airy complex amplitude, has a very small sensitivity to wavefront variations in the reference channel and its first dark ring is pushed away from the center of the image. At this point,

we would like to set the smallest  $D_R$  that we could. However, in a real setup, the light entering the reference channel is extracted from the coronagraph rejected light and its flux has a finite value. A minimum value for  $D_R$  is then required to verify the condition of section 5.1 and for each setup, a trade-off has to be derived. In the case of an association with a Four Quadrant Phase Mask coronagraph (Rouan et al., 2000), we find that a reasonable value of  $\gamma = D/D_R$  is between  $\sim 10$  to  $\sim 30$  in function of wavefront error level (section 9.3) and we often use  $\gamma = 20$  in the paper.

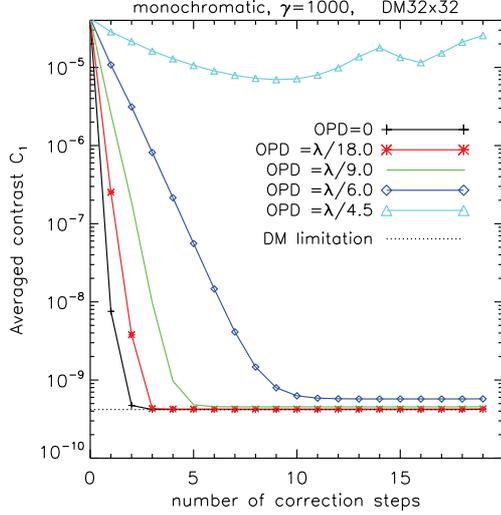
We now quantify the impact of errors on the recorded reference amplitude  $\bar{A}_R$ . We first consider tip-tilt variations in the reference channel which induce spatial drifts of the reference image on the detector between  $\bar{A}_R$  and  $A_R$ . With  $\gamma = 20$  and under the assumptions precised in section 3.1, we find that for a  $\sim 5 \lambda_0/D$  (respectively 6) drift of the reference image, the correction is effective and roughly converges to the DM limitation (respectively twice the DM limitation). The specification is then not critical and in section 9, we propose a compact, robust and very simple device where the reference is stable enough in time.

**6.2. Optical path difference**

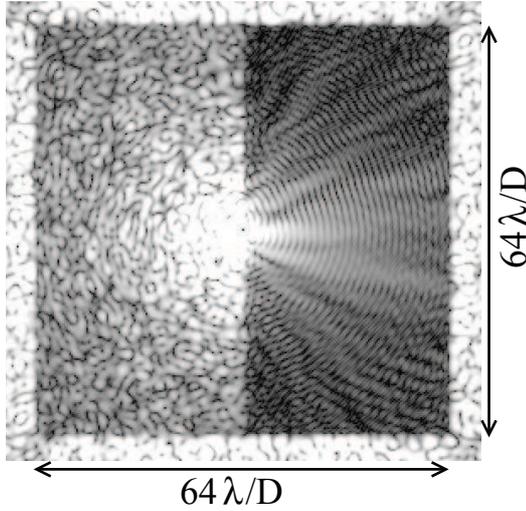
An other potential error on the estimated reference amplitude  $\bar{A}_R$  is the variation of the Optical Path Difference (OPD) between the image and the reference channels. If the OPD varies, the center of the fringe pattern is shifted on the detector and, if we do not account for it, the wavefront error estimation is degraded. To quantify that limitation, we consider that the recorded reference  $\bar{A}_R$  corresponds to a null OPD and we simulate correction loops for several non-null OPD under assumptions of section 3.1. Figure 4 gives the convergence of the averaged contrast  $C_1$  in the corrected area. If the OPD is null, the correction reaches the DM limitation (section 4) in 3 steps. When increasing the OPD, the correction converges slower and slower. If the OPD is around the critical value  $\lambda_0/4$ , the correction does not converge anymore. In that case, the estimated reference amplitude  $\bar{A}_R$  (used in the wavefront estimator) equals to the real reference amplitude  $A_R$  multiplied by  $i$  (imaginary unit). All phase errors are estimated as amplitude errors and vice versa (the correction is not effective). To have the correction converging close to the DM limitation, we need to know the OPD between reference and image channels with an accuracy of  $\sim \lambda_0/6$ . And we have to stabilize it with the same precision ( $\sim \lambda_0/6$ ) during the correction loop. It is possible to determine with accuracy the OPD just before closing the loop by recording a science image with a large bandwidth. The white fringe corresponds to the null optical path difference and its spatial shift from the optical axis is directly linked to the OPD. To ensure the stability, we propose a robust compact device in the case of the association of the SCC with a coronagraph using a Lyot stop as the Four Quadrant Phase Mask coronagraph (section 9.3.1.2).

**7. Amplitude aberrations**

In that section, we look at the impact of the non-uniformity of the amplitude in the pupil plane upstream the coronagraph. We simulate the correction loop for several amplitude aberration levels (0% to 1% rms). With a sole DM, amplitude aberrations induce a reduction of the corrected area by a factor 2 and speckles of the uncorrected half-area diffract their light into the corrected half-area as seen in figure 5 – 1% amplitude aberrations and other assumptions detailed in table 2. In figure 6, we

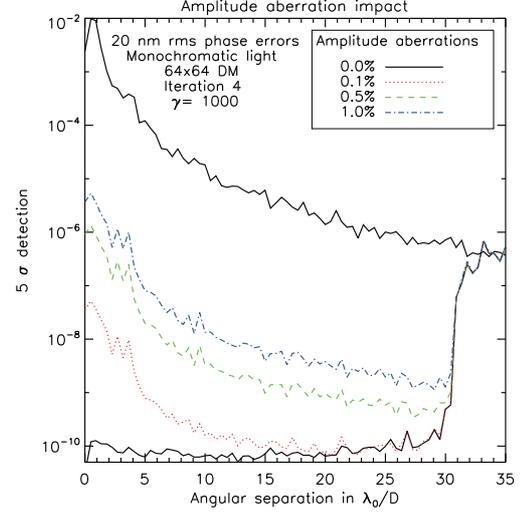


**Fig. 4.** Average contrast  $C_1$  in the corrected area against correction steps for different optical path differences (OPD) between reference and image channels. From bottom to top, OPDs are 0 (black),  $\lambda_0/18$  (red),  $\lambda_0/9$  (green),  $\lambda_0/6$  (dark blue) and  $\lambda_0/4.5$  (blue). The limitation of the deformable mirror (section 4) is plotted in black mixed line. We assume a  $32 \times 32$  deformable mirror in monochromatic light and  $\gamma = 1000$ .



**Fig. 5.** Science image given by the self-coherent camera after 4 steps of correction. Phase errors are set to 20 nm rms and amplitude aberrations to 1% rms before correction. Light is monochromatic and  $\gamma = 1000$ . Power Spectral Densities of both aberrations evolves in  $f^{-3}$  with  $f$  the spatial frequency.

plot the  $5\sigma$  detection  $d_{5\sigma}$  (section 3.2) at the 4<sup>th</sup> iteration versus the angular separation for several amplitude aberration levels – see assumptions in table 2. The best correction depends roughly quadratically to the amplitude aberration level. For ex-

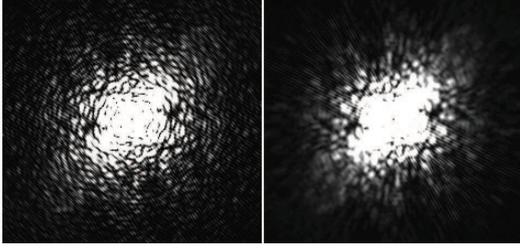


**Fig. 6.**  $d_{5\sigma}$  against the angular separation in the image at the 4<sup>th</sup> iteration of the correction loop. Phase errors are set to 20 nm rms and amplitude aberrations go from 0% (bottom) to 1% (top). Power spectral densities vary as  $f^{-3}$  for both errors. Light is monochromatic and  $\gamma = 1000$ . We recall the coronagraphic residue without any correction (top full black line).

ample, with 1% rms amplitude errors, the  $5\sigma$  detection is limited to  $\sim 10^{-7}$  at  $\sim 5\lambda_0/D$ . It is quite important to notice that this effect is a general limitation independent from the self-coherent-camera. Whatever the technique used to estimate for the phase and amplitude errors, it will be required to control with high accuracy the amplitude aberrations – less than  $\sim 1/1000$  rms seems to be a minimum with a  $f^{-3}$  PSD – in order to preserve a performance as close as possible to the best DM correction. As explained in section 4, using an apodized pupil might relaxes that specification. However, apodizing a pupil introduces other issues (throughput or manufacturing limitation) and a trade-off has to be done.

## 8. Chromatism impact

The Point Spread Function (PSF) size and the fringe are both proportional to wavelength (cf. Eq. 1). In white light (small  $R_l = \lambda_0/\Delta\lambda$ ), the science image is the superposition of all the monochromatic images over the considered bandwidth and fringes are blurred as seen in figure 7. As a consequence speckles are not well encoded and cannot be well corrected. Here, we present how chromatism limits wavefront estimation and we propose a hardware solution to use the self-coherent camera in polychromatic light ( $R_l = \lambda_0/\Delta\lambda \approx 5 - 10$ ). In section 8.1, we study the field limitation for large bandwidths. In section 8.2, we empirically optimize the chromatic factor  $F$  applied in Eq. 6. Then, in section 8.3, we quantify how the averaged contrast in the corrected area is modified when the bandwidth is enhanced. Finally, we describe a hardware solution to use the SCC in large bandpass in section 8.4.



**Fig. 7.** Science images in monochromatic (left) and polychromatic ( $R_\lambda = 10$ , right) lights. These images correspond to the iteration 0 (no wavefront correction).

### 8.1. Field limitation

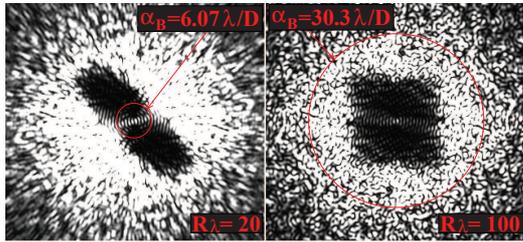
We call  $\lambda_{max}$  and  $\lambda_{min}$  the largest and the smallest wavelengths of the spectral bandwidth  $R_\lambda$ . The mean interfringe is  $\lambda_0/\xi_0$  (see Eq. 2). We assume the white fringe – null OPD – is in the center of the image. We derive the distance  $\alpha_B$  where the fringe systems for  $\lambda_{max}$  and  $\lambda_{min}$  are shifted by half an interfringe:

$$\alpha_B = \frac{\lambda_0}{\xi_0} \left(1 + \frac{1}{2R_\lambda}\right) n = \frac{\lambda_0}{\xi_0} \left(1 - \frac{1}{2R_\lambda}\right) n + \frac{\lambda_0}{2\xi_0}, \quad (25)$$

with  $n = \alpha_B \xi_0 / \lambda_{max}$ . We deduce  $n = R_\lambda/2$  and for  $R_\lambda \geq 1$ :

$$\alpha_B \approx \frac{R_\lambda \lambda_0}{2 \xi_0}. \quad (26)$$

In the perpendicular fringe direction, fringes become blurred as from  $\alpha_B$ . In the fringe direction, fringes are not blurred since OPD between the two channels is the same for all wavelengths of the bandwidth. In that way, speckles of the science image are well encoded in the fringe direction whereas they are not in the perpendicular fringe direction as from  $\alpha_B$ . This effect is visible in the figure 8 where we show the 10th iteration of the correction for a 32x32 deformable mirror and two bandwidths. For these images, we do not apply the chromatic factor  $F(\alpha)$  (Eq. 28) in the wavefront estimator (Eq. 6). Remark that even if fringes are not blurred in the fringe direction, the speckles are dispersed (PSF size is wavelength dependent) and wavefront errors are not perfectly estimated. Hereafter, we study the combined impacts of both effects (fringe and speckle dispersions). Chromatism limits the corrected area as soon as  $\alpha_B$



**Fig. 8.** Science image for the 10th iteration of the correction for two bandwidths:  $R_\lambda = 20$  (left) and 100 (right). We assume a 32x32 deformable mirror. We precise the distance  $\alpha_B$  defined by the equation 26. The fringe direction is from bottom left to top right.

is smaller than the DM cutoff spatial frequency, in the worst case  $\sqrt{2}\rho_C$  ( $\sqrt{2}$  is here to account for the fringe direction). Using a  $N_{act} \times N_{act}$  deformable mirror,  $\rho_C = (N_{act}/2)\lambda_0/D$ . We deduce from Eq. 26 the minimum spectral resolution  $R_{\lambda min}$  to have no blurred speckles in the corrected area:

$$R_{\lambda min} \approx N_{act} \sqrt{2} \frac{\xi_0}{D}. \quad (27)$$

where  $\xi_0$  is the separation between the reference and the image pupils (cf. table 1). If we consider  $\xi_0 \approx 1.65 D$  (Eq. 2), we find  $R_{\lambda min} \approx 37, 75$  and 150 respectively for a 16x16, 32x32 and 64x64 deformable mirror.

### 8.2. Chromatic factor

The wavefront error estimator given by Eq. 6 requires the knowledge of the chromatic factor  $F$  that we optimize in the current section. In Galicher et al. (2008), we used  $F = F_{th}$  derived from the model of light propagation through SCC:

$$F_{th}(\alpha) = \int_{R_\lambda} \frac{1}{\lambda^2} \exp(2i\pi\alpha\xi_0/\lambda) d\lambda. \quad (28)$$

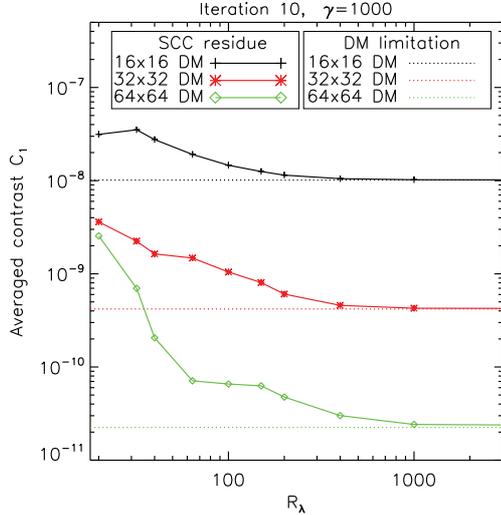
However,  $F_{th}$  (close to cardinal sin function) has null values in the corrected area as soon as  $\alpha_B \lesssim \rho_C$  ( $F_{th}(\alpha_B) = 0$ ). Speckles located at the zeros of  $F_{th}$  are not well encoded and cannot be estimated nor corrected. This limitation is similar to the zero values of the reference amplitude (section 6.1). Using the estimator of Eq. 6, pupil spatial frequencies corresponding to separations higher than  $\alpha_B$  (blurred speckles) cannot be recovered. But we can restrain their impact on the corrected area and we test five chromatic factors:

$$\begin{aligned} F_1 &= F_{th} \\ F_2 &= \frac{1}{F_{th}} \\ F_3 &= \frac{1}{F_{th}^*} \\ F_4 &= 1 \\ F_5 &= 1 \quad \text{if} \quad (F_{th} + F_{th}^*) \geq 0 \end{aligned} \quad (29)$$

We attempt to correct for unblurred speckles (section 8.1) and minimize the impact of the uncorrected speckles (blurred ones). To compare the different chromatic factors, we consider assumptions given in table 2 and we look at the evolution of the averaged contrast in the corrected area  $C_1$  during the correction for  $R_\lambda = 40$ . We find that setting the factor  $F$  to  $1/F_{th}$  provides the best results (no divergence). That factor reduces the impact of the uncorrected speckles because it multiplies their intensity by a small value in the estimator of Eq. 6. It acts as a regularization of the uncorrected spatial frequencies. We use that chromatic factor in all the paper from now. A more sophisticated estimator (regularization of a  $\chi^2$  minimization without linearization of wavefront errors and without assumptions on  $R_\lambda$ ) could certainly be developed but has not been studied yet.

### 8.3. Correction level

The convergence speed of the correction loop slightly decreases when the light becomes more and more chromatic: 3 steps in monochromatic light and  $\sim 10$  steps for  $R_\lambda \approx 30$  for a 32x32. At the same time, the average correction gets worst as seen in figure 9 where the criterion  $C_1$  at the 10th loop iteration is plotted



**Fig. 9.** Averaged contrast  $C_1$  in the corrected area at the 10th iteration of the correction versus the spectral resolution  $R_\lambda$  for  $\gamma = 1000$ . We have considered three deformable mirrors: 16x16 (linked plus), 32x32 (linked cross) and 64x64 (linked diamonds). From the top to the bottom, the dotted lines give contrasts of best DM corrections described in section 4 for the 16x16, 32x32 and 64x64 DM.

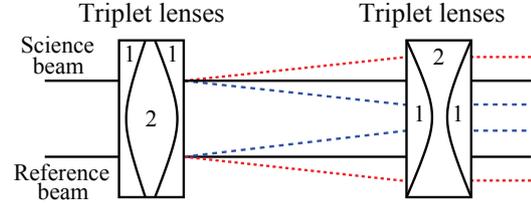
against the spectral bandwidth ( $R_\lambda = 20$  to  $\infty$ ) under assumptions of table 2. In quasi-monochromatic light, the DM limitation is achieved (dotted lines and section 4) for all the DM sizes. Naturally, the correction is more efficient when the number of actuators increases. The minimum  $R_\lambda$  required to have the correction converging to less than twice the DM limitation in less than 5 steps increases with the size of the corrected area:  $\sim 80$  for the 16x16,  $\sim 100$  for the 32x32 and  $\sim 200$  for the 64x64. These values are close to the expected ones determined in the section 8.1.

From these results, it is clear that chromatism strongly limits SCC performance and that the self-coherent camera cannot be used with a classical bandwidth  $R_\lambda \approx 5$ . Working with a narrow bandwidth is not the solution because of photon noise. We foresee two possibilities. We can develop software solutions and modify the wavefront estimator of Eq. 6 to account for polychromatic dispersions of speckles and fringes (regularization of a  $\chi^2$  minimization without linearization of aberrations and without assumptions on  $R_\lambda$ ). Hardware solutions are also conceivable. We could associate the self-coherent camera with an Integral Field Spectrometer (IFS) at modest resolution ( $R_\lambda \sim 100$ ). We could estimate wavefront errors for each wavelength channel. We could also develop a new algorithm to process the data of all the channels at the same time to optimize the estimation. This solution will be studied in future work. An other hardware solution is a Wynne compensator that we describe in section 8.4.

#### 8.4. Wynne compensator

The image widths (about  $\lambda/D$  and  $\lambda/D_R$ ) and the fringe period ( $\lambda/\xi_0$ ) are proportional to wavelength, which is the reason of the SCC chromatism limitation (sections 8.1 to 8.3). In the context of speckle interferometry (Labeyrie, 1970), Wynne (1979)

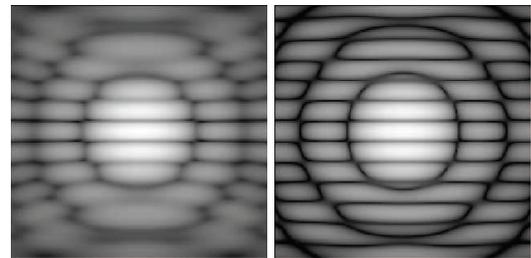
proposed a device to correct for such a spectral dependence over a wide spectral range: the Wynne compensator (Fig. 10). This



**Fig. 10.** Scheme of a Wynne Compensator: The collimated incoming beam is dispersed by the first triplet lenses made with two kinds of glasses (called 1 and 2 in the scheme). The dispersion is linear with the wavelength. Then, going through the second triplet lenses made in the same two glasses, the beam is collimated.

device is composed of two triplets of lenses. In each triplet, the first and the third lenses are made in the same glass, called glass 1, while the second lens is different, glass 2. Each second lens is symmetric (same curvature on each side). Indexes of glasses 1 and 2 are equal at the middle wavelength of the considered bandpass but their dispersions are different. The beam is then not modified for the middle wavelength (black solid curve) while it is magnified for other wavelengths (red dotted and blue dashed curves). The compensator outgoing beam is collimated for all wavelengths. In figure 10, we show only the average beam of image and reference channels for reasons of clarity. In that way, we only outline that the Wynne compensator magnifies the separation  $\xi_0(\lambda)$  between pupils. A more detailed study of the Wynne compensator shows it magnifies also pupil diameters  $D(\lambda)$  and  $D_R(\lambda)$ . Choosing the right glasses and optimizing the curvatures of the lenses, their thicknesses and the distance between the two triplets, we can apply a magnification proportional to the wavelength over a large bandwidth in visible light.

Such a Wynne compensator can be associated to the SCC by adding it just before the recombining optic. Since magnification is proportional to the wavelength,  $D$ ,  $D_R$  and  $\xi_0$  are proportional to  $\lambda$  and we obtain non-blurred fringes all over the detector (corresponding to the monochromatic case). A simulation is shown in figure 11 for a spectral resolution of  $R_\lambda = 6.5$  at 650 nm. As only magnification is important, we do not consider any coronagraph and the incoming wavefront is assumed aberration-free. The relative difference of the Airy pattern widths



**Fig. 11.** Science image without (left) or with (right) Wynne compensator. The initial spectral resolution is 6.5 at 650 nm. For the corrected image, the effective bandwidth is about 0.75% (right). We use log scale.

and interfringes for the extreme wavelengths (600 and 700 nm) is about 0.75%, which corresponds to  $R_\lambda \simeq 130$ . That spectral resolution (130) is the required spectral bandwidth to have almost no blurred speckles in the corrected area of a 64x64 deformable mirror (sections 8.1 and 8.3). An optimized Wynne compensator would enable us to use the self-coherent camera in polychromatic light ( $R_\lambda = 6.5$  in visible light  $\lambda_0 = 650$  nm) and achieve the quasi-monochromatic performance (figure 9).

Finally, even if chromatism seems to be a hard point of the self-coherent camera technique, several solutions are conceivable: more sophisticated estimators, hardware solutions (association with a Wynne compensator or an Integral Field Spectrometer at modest resolution).

### 9. SCC and real coronagraphs

The previous sections present a parametric study of the self-coherent camera without mentioning any concrete setup and assuming a perfect coronagraph as in Galicher et al. (2008). In Baudoz et al. (2006) and Galicher & Baudoz (2007), we proposed a self-coherent camera device built as an interferometer: a beamsplitter to create the reference channel, a pinhole to filter the reference beam, a delay line to ensure a null optical path difference and a lens to recombine image and reference beams. The disadvantage of that device is the delay line which has to be controlled with very high accuracy in real time (section 6.2). In sections 9.1 and 9.2, we propose a new robust design to associate the self-coherent camera with a coronagraph which has a Lyot stop plane. We describe in details the case of a Four Quadrant Phase Mask (Rouan et al., 2000) in section 9.3.

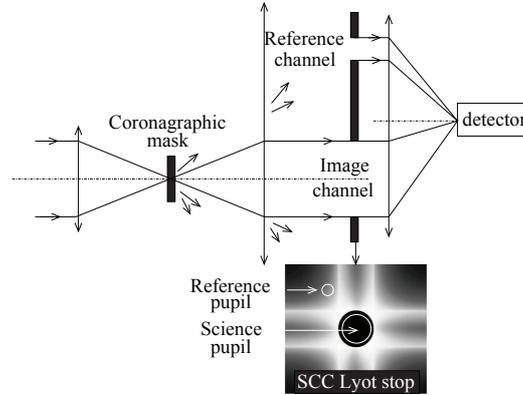
#### 9.1. How to use the Lyot stop plane

Using a coronagraph that needs a Lyot stop is very interesting because it can be easily associated with the SCC. Such a coronagraph rejects only the stellar light outside the pupil – no companion light – so that the light stopped by the Lyot stop comes only from the hosting star and can be used to create the reference channel. We propose to add a small non-centered pupil to the classical Lyot stop as shown in the schematics of Fig. 12 for a Four Quadrant Phase Mask coronagraph. The sole difference with the classical coronagraphic device is the modification of the Lyot stop. That solution is very attractive because it constrains a constant optical path difference between the reference and the image channels. As explained in section 8.4, we may want to associate the SCC with a chromatic Wynne compensator (Wynne, 1979). This one would be placed between the SCC Lyot stop and the recombining optic.

#### 9.2. Wavefront estimation

The complex amplitude estimated by Eq. 4 is the pupil amplitude in the Lyot stop plane downstream the coronagraph. The second step is the determination of the complex amplitude  $\psi'_S$  upstream the coronagraph where the deformable mirror stands. If the coronagraph is perfect and wavefront aberrations are small, we can use the estimator of Eq 6. If the coronagraph is not perfect, we have to model the light propagation through it. Calling  $M$  the mask function in the focal plane and  $L$  the classical Lyot stop (sole image channel), we have:

$$\psi_S = (\psi'_S * \mathcal{F}^{-1}(M)) L. \quad (30)$$



**Fig. 12.** Schematics of the self-coherent camera associated to a coronagraph which uses a Lyot stop plane. The beam goes from the left to the right. It converges on focal mask (amplitude or phase mask). A Lyot stop is used in a second pupil plane to stop the rejected light. The SCC reference beam is created in that plane. The pupil intensity distribution in the Lyot stop plane is given for a Four Quadrant Phase Mask coronagraph. Finally, a recombining optic makes the beam interfere on the detector.

where  $*$  denotes the convolution. We deduce  $\psi'_S$  within the  $L$  area:

$$\psi'_S = \mathcal{F}^{-1} \left[ \mathcal{F}(\psi_S) \left( \frac{1}{M} \right)_0 \right], \quad (31)$$

where  $(1/M)_0$  is the inverse of the mask function  $M$  where  $M$  is not null and equals to 0 elsewhere. This expresses that we cannot estimate the spatial frequencies for which the mask  $M$  has stopped the energy (ie.  $M = 0$ ). We finally estimate the complex amplitude upstream the coronagraph from Eq. 4 and 31. We notice that phase masks are not bounded by this limitation since they do not block light.

#### 9.3. SCC and Four Quadrant Phase Mask

The Four Quadrant Phase Mask coronagraph (FQPM) uses a Lyot stop and can be associated with the self-coherent camera in a device, so-called SCC-FQPM. The FQPM is described in details in previous papers (Rouan et al., 2000; Riaud et al., 2001, 2003; Boccaletti et al., 2004). We recall the coronagraphic mask  $M$  induces a  $\pi$  phase shift on two quadrants of a diagonal and no phase shift in the two other quadrants. In figure 12, we precise where the image and reference pupils are picked in the Lyot stop of a SCC-FQPM. In section 9.3.1.1, we first give the quantity of energy that goes through the reference pupil to determine the optimized ratio  $\gamma = D/D_R$  of pupil diameters (cf. section 6.1). We then study the optical path difference between reference and image channels (cf. section 6.2) in the section 9.3.1.2. Finally, we examine the performance of the SCC-FQPM under realistic conditions in section 9.3.2. In the whole section, we assume a perfect achromatic Four Quadrant Phase Mask: infinitely thin transitions and perfect phase shifts.

##### 9.3.1. Implementation

###### 9.3.1.1. Reference flux

As explained in the section 6.1, the ratio between image and

reference pupil diameters  $\gamma = D/D_R$  has to be optimized for each SCC design. In table 3, we give the averaged intensities of the image and reference PSFs in the corrected area of a  $32 \times 32$  DM for different  $\gamma$  and phase error levels. All fluxes are expressed in photons per pixel. To establish the table, we consider the device of figure 12 working under assumptions of table 2. We put the reference pupil behind one of the quadrants of the Four Quadrant Phase Mask (see section 9.3.1.2) and we set the stellar flux using assumptions of section 3.1, a 20 s exposure time and 4 m diameter telescope. Coronagraphic residue  $\langle I_S \rangle$

$\gamma$	10		20	
$\sigma[\phi]$ (nm)	20	40	20	40
$\langle I_R \rangle$	212	193	58	53
$\langle I_S \rangle$	45835	176218	45835	176218
$\frac{\langle I_R \rangle}{\langle I_S \rangle} 10^2$	0.46	0.11	0.13	0.03

**Table 3.** Averaged fluxes of image ( $\langle I_S \rangle$ ) and reference ( $\langle I_R \rangle$ ) channels in the corrected area of a  $32 \times 32$  DM for different  $\gamma$  (first row) and phase error levels (second row). We consider an achromatic Four Quadrant Phase Mask. Fluxes are given in photons per pixel. See table 2 for more informations on assumptions.

in the image channel depends roughly quadratically on the phase error level as expected because the coronagraphic pupil is approximately  $\psi_S \approx (a + i\phi)P$ . On the contrary, the rejected star energy remains slightly constant in the reference pupil ( $\langle I_R \rangle$ ). We notice also that  $\langle I_R \rangle$  roughly evolves as the inverse square of  $\gamma$ . We propose to set  $\gamma$  to  $\sim 20$  so that the condition of a few photons per detector pixel incoming from the reference channel (see section 5.1) can be respected with not too long exposure times (speckle life time). It is important to notice that this choice is not strict. To strictly set  $\gamma$ , we have to know the life time of the speckles to be corrected. This would impose a maximum exposure time to record the interferential images  $I$  (aberrations have to be static to be estimated from  $I$ ). From that maximum time, we could choose the appropriate  $\gamma$  value to let the reference flux verify the condition of section 5.1. To make that choice, we may notice again that larger values of  $\gamma$  are interesting to ensure stability of the reference image and to limit the presence of small values of  $A_R$  in the corrected area (cf. section 6.1).

### 9.3.1.2. Optical path difference

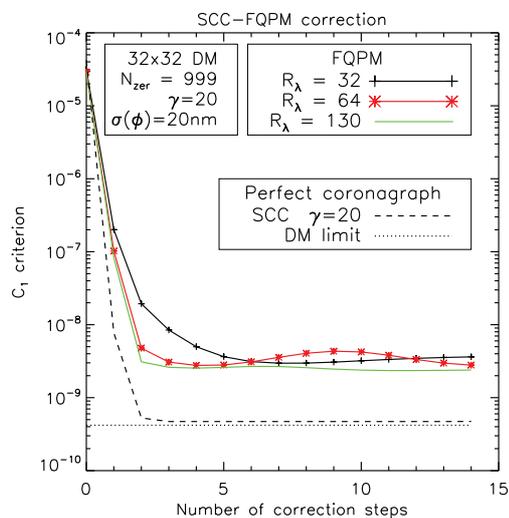
We have shown in section 6.2 that we need to care about the OPD between reference and image channels (accuracy and stability of  $\sim \lambda_0/6$ ). In the case of a SCC-FQPM, if the reference pupil is picked behind one of the  $\pi$  phase shift quadrants of the focal mask, the optical path difference in the Lyot stop plane in monochromatic light is  $\pi$ . Fringes are shifted by half an interference and we have to multiply by  $-1$  the estimator of Eq. 31. If the reference pupil is picked behind another quadrant, the OPD is null and we can use directly the estimator of Eq. 31. The directions to avoid are the transition direction of the FQPM for which the OPD is not just 0 or  $\pi$  and above all is not uniform over the reference pupil so that it is not easy to account for it in the estimator. In a real experiment, we propose to pick the reference pupil behind one of the four quadrant avoiding the transition directions and to calibrate the sign of the estimator. We are confident that the OPD is stable in time in the compact device

proposed in the figure 12 and laboratory demonstrations are in progress to confirm it.

## 9.3.2. Performances

### 9.3.2.1. Impact of chromatism

If we directly apply the wavefront estimator of Eq. 31, the correction loop gets slower than the perfect coronagraph case (section 8.3) because the FQPM model is not perfect. We then employ a more complex model accounting for the exact FQPM impact on the first Zernike polynomials (Noll, 1976). Using that model, we plot the averaged contrast  $C_1$  in the corrected area of a SCC-FQPM versus the correction step for several spectral bandwidths (figure 13). Assumptions are given in section 3.1 and table 2. Same remarks than in a perfect coronagraph case (sec-



**Fig. 13.** Averaged contrast  $C_1$  in the corrected area of a SCC-FQPM versus the number of correction iterations for several bandwidths  $R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda$ . The deformable mirror has  $32 \times 32$  actuators and  $\gamma = D/D_R = 20$ . The dot-and-dash line and the dashed line represent respectively the best DM correction and the monochromatic case with a perfect coronagraphs. We apply the wavefront estimator of Eq. 31 accounting for the real FQPM impact on the 999 first Zernike polynomials.

tion 8.3) are valid: convergence slows down and gets worst when the bandwidth gets wider ( $R_\lambda$  decreases). However, the SCC-FQPM best correction is around five times less effective than with a perfect coronagraph (dashed line) which reaches the DM limitation (dot-and-dash line, cf. Fig. 3). This is because the FQPM does not well estimate all optical defects. For example, the astigmatism in the FQPM transition direction is very badly estimated (study not showed in this paper). We work on that limitation to overcome it and we also plan to use another coronagraph mask without such effects as the Annular Groove Phase Mask (Mawet et al., 2005). However, even with that limitation, the correction is effective and SCC-FQPM provides very high contrast imaging as shown in the next section.

Contrast ( $\times 10^{10}$ )		Angular separation in $\lambda_0/D$	
Simulated value	Measured value	Simulated value	Measured value
2	1,7	3,0	3,0
	1,5	6,0	5,9
	1,8	9,0	8,9
	2,1	12,0	11,8
	1,6	15,0	14,7
	1,6	18,0	18,0
8	7,7	20,0	19,9
10	9,1	36,5	36,3

**Table 4.** Comparison between the contrasts and angular separations measured in the SCC image and the simulated values.

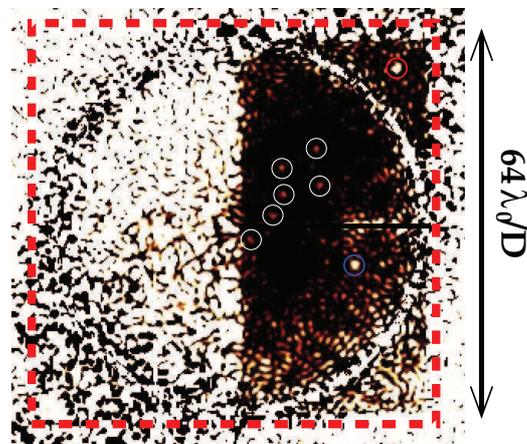
### 9.3.2.2. SCC-FQPM detections

In the last section, we check for the detection efficiency of SCC-FQPM under realistic assumptions detailed in section 3.1 and table 2 for spatial observations. The variance of the whole phase error is 20 nm rms and we set to 1 nm rms the initial astigmatism defects in the FQPM transition direction (levels before correction). 1% amplitude aberrations are also accounted for. We simulate twelve  $2 \cdot 10^{-10}$  Earths, located symmetrically with respect to the image center at 3, 6, 9, 12, and 18  $\lambda_0/D$ . For the 4 m telescope that we consider, these separations correspond to 0.12 (1.24), 0.25 (2.48), 0.37 (3.71), 0.50 (4.95), 0.62 (6.19), and 0.74 (7.43) arcsec (AU). One  $8 \cdot 10^{-10}$  super-Earth is located at  $20 \lambda_0/D$  (8.25 AU) and a  $10^{-9}$  Jupiter-like planet sits at  $36.5 \lambda_0/D$  (15 AU). All spectra are flat. We let the loop running and correcting wavefront errors (step A, section 2.2) during 7 h 25 min, which corresponds to 6 iterations. After step A, we apply the companion estimator and obtain the image presented in figure 14. The white circle of uncorrected speckles corresponds to the small values of the reference amplitude for  $\gamma = 25$ . Stellar speckles at these positions are not well encoded (estimated) and they are not corrected (section 5). The red dashed box bounds the centered  $64 \times 64 (\lambda_0/D)^2$  area. Five Earths are clearly detected (white thin circles) in the first quadrant at 0.25 (6), 0.37 (9), 0.50 (12), 0.62 (15), and 0.74 (18) arcsec ( $\lambda_0/D$ ). The sixth at  $3 \lambda_0/D$  is detected (white thin circle in the fourth quadrant) but speckle noise is just below its level. Positions of the six other Earths are symmetric with respect to the image center and are in the uncorrected area (amplitude aberrations limitation). Intensities of the super-Earth in the fourth quadrant (blue circle) and of the Jupiter on the top right (red circle beyond the reference ring) are well above the surrounded speckle field. Table 4 gives the measured flux and position for each detected planet. Fluxes are slightly underestimated (around 10% accuracy). Positions are accurate at  $\sim 0.25 \lambda_0/D$ , which equals to 10 mas (0, 10 AU for a 10 parsec star).

Finally, under realistic assumptions, planets as faint as Earths are detectable by SCC-FQPM in a few hours from space.

## 10. Conclusion

In section 4, we provided, under realistic yet optimistic assumptions (no dead actuators, continuous face sheet), the intrinsic limitation for deformable mirrors controlled by algorithm of Bordé & Traub (2006). It is important to keep in mind that this limitation does not depend on the technique used to estimate for wavefront errors (we assumed a perfect estimation). One way to improve the DM best contrast could be an apodization of the



**Fig. 14.** Detections of Earths, Super-Earth and Jupiter with a SCC-FQPM downstream a 4 m space telescope (throughput of 40%) and a  $64 \times 64$  deformable mirror. The image is the result of a wavefront correction loop (step A, 7 h 25 min) and a companion estimation (step B). Twelve  $2 \cdot 10^{-10}$  Earths are simulated: 5 are clearly visible in the first quadrant at 0.25 (6), 0.37 (9), 0.50 (12), 0.62 (15), and 0.74 (18) arcsec ( $\lambda_0/D$ ). The sixth at  $3 \lambda_0/D$  is detected (fourth quadrant) but speckle noise is just below its level. Positions of the other Earths are symmetric with respect to the image center and are in the uncorrected area (amplitude aberrations limitation). Two planets are surrounded by speckles but their intensities are greater than the noise: a  $8 \cdot 10^{-10}$  super-Earth in the fourth quadrant at 0.83 arcsec ( $20 \lambda_0/D$ ) and a  $10^{-9}$  Jupiter at 1.51 arcsec ( $36.5 \lambda_0/D$ ) on the top right (beyond the reference ring). Hosting star is a G2 star at 10 pc. We consider photon noise but no read out noise. The white half circle of uncorrected speckles corresponds to zeros of the reference amplitude for  $\gamma = 25$  (section 9.3.1.1). Phase errors are 20 nm rms with a  $f^{-3}$  DSP (before correction). Only one half of the DM area is corrected because of 1% rms amplitude aberrations (flat DSP, before correction). Astigmatism in the FQPM transition direction is set to 1 nm rms.

pupil so that the uncorrected speckles would diffract their light in a more restricted area. However, all the techniques proposed to apodize a pupil (Vanderbei et al., 2003; Kasdin et al., 2005; Guyon et al., 2005; Pluzhnik et al., 2006) come with throughput issues or manufacturing limitations.

In sections 5 to 8, we gave the results of the parametric study of a self-coherent camera (SCC) used as a focal plane wave-

front sensor and associated with a perfect coronagraph and a deformable mirror. Several points do not seem to be critical for the technique: reference flux (section 5), error on the exact position of the reference image and diameter of the reference pupil (section 6.1). On the contrary, two points are more critical:

- **optical path difference between the reference and the image channels.** We have to know and control it with an accuracy of about  $\lambda_0/6$ . If we associate the SCC with a coronagraph using a Lyot stop as described in section 9, the hardware optical path difference is always null and we only have to control the end of the setup. Note that only common optics are used in this setup. We could put the device in a closed box to avoid differential air variations. We plan to check for the level of the variations of the optical path difference in the device of Fig. 12 in a laboratory experiment.
- **chromatism.** As shown in the section 8, the chromatism is the most critical point of the technique. The main consequence is the reduction of the corrected area, in other words, the field of view of the image as shown in Fig. 8. The uncorrected speckles spread light and limit the contrast of the detection. We are studying software and hardware solutions to minimize that effect. For example for the former, we could develop a more sophisticated wavefront estimator using a  $\chi^2$  minimization with regularization terms to account for the spectral dispersion of the speckles ( $\lambda_0/D$ ) and of the fringes ( $\xi_0/D$ ). Hardware solutions are certainly the more appropriate. We have presented the Wynne compensator in the section 8.4. According to numerical simulations, it would enable to work with a classical bandpass ( $\sim 15\%$ ,  $R_\lambda \approx 6$ ) in the visible light with a 64x64 DM. We will test such a Wynne compensator in a laboratory experiment. A second hardware solution to overcome the chromatism limitation could be the association of the SCC with an Integral Field Spectrometer at modest spectral resolution ( $R_\lambda \approx 100 - 150$ ). This solution is very attractive because it would directly provide a companion spectra but no work has been done on it yet.

We showed in the section 7 that the self-coherent camera can estimate for both phase and amplitude aberrations. The impact of the amplitude aberrations is quite critical: their level must be smaller than  $1/1000$  to reach a  $5\sigma$  detection of  $10^{-9}$  at  $5\lambda_0/D$  with a  $f^{-3}$  power spectral density. That limitation is not intrinsic to the SCC and would limit any high contrast imaging system.

Section 9 presented a very simple and robust design which associates the self-coherent camera with any coronagraph which uses a Lyot stop. The most interesting point is that the optical path difference between the two channels is constant per construction. In section 9.3, we studied in details the case of the association of the SCC with a Four Quadrant Phase Mask coronagraph (SCC-FQPM) and we showed in section 9.3.2 that the performance is very attractive and comparable to the case of a perfect coronagraph presented in Galicher et al. (2008). Detections of  $2 \cdot 10^{-10}$  Earths,  $8 \cdot 10^{-10}$  super-Earth and  $10^{-9}$  Jupiter under realistic assumptions are numerically demonstrated for a SCC-FQPM in polychromatic light ( $R_\lambda = 5$ ) using a Wynne compensator (reducing the effective bandwidth to  $R_{\text{eff}} = 150$ ) in  $\sim 7$  h25 min with a 4 m space telescope.

Next steps are the laboratory demonstrations of both SCC skills: focal plane wavefront estimation (step A, section 2.2) and companion estimation by differential imaging (step B, section 2.3). We will also put forces to overcome the bad estimation of the astigmatism in the FQPM transition direction. New algorithms are already developed to use a DM interaction matrix including the impact of the whole instrument: DM, coronagraph

and SCC. It will be tested in a laboratory experiment very soon. We also study the SCC association with other coronagraphs like an Annular Groove Phase Mask (Mawet et al., 2005).

Other works on the using of the self-coherent camera from the ground are in progress in the context of the E-ELT planet finder so-called EPICS.

We thank Rémi Soummer for private communications about his paper “Fast computation of Lyot-style coronagraph propagation” (Soummer et al., 2007b), which was very useful to simulate the polychromatic images and the different values of the  $\gamma$  parameter.

## Appendix A

In that appendix, we present how photon noise and read out noise propagate through the numerical algorithms providing the wavefront estimation (Eq. 6) and the companion estimation (section 5.2). We call  $I_n(\alpha)$  the noisy intensity of the recorded science image:

$$I_n(\alpha) = I(\alpha) + \epsilon(\alpha), \quad (32)$$

where  $I(\alpha)$  is the noiseless intensity at position  $\alpha$  of the interferential image (Eq. 1) and  $\epsilon(\alpha)$  the noise. For photon noise (poissonian distribution), the mean of  $\epsilon$  is null and its variance  $Var[\epsilon(\alpha)]$  at the position  $\alpha$  is  $I(\alpha)$ . For a uniform read out noise (gaussian distribution), the mean of  $\epsilon$  is null and its variance is  $\sigma_{\text{RON}}^2$  all over the image. For both photon noise and read out noise, we assume the noise is not correlated between pixels located at different positions  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  (the spatial covariance of  $\epsilon$  is null):

$$E[\epsilon(\alpha_1)\epsilon^*(\alpha_2)] = Var[\epsilon(\alpha_1)]\delta(\alpha_1 - \alpha_2), \quad (33)$$

where  $\delta$  is the Kronecker symbol and  $E$  the statistical mean. The self-coherent camera technique uses  $\mathcal{F}^{-1}[I_n]$ , the inverse Fourier transform of the science image  $I_n$ . Be  $\nu(u)$  the noise on  $\mathcal{F}^{-1}[I_n](u)$  at the position  $u$  in the Fourier plane so that:

$$\mathcal{F}^{-1}[I_n](u) = \mathcal{F}^{-1}[I](u) + \nu(u). \quad (34)$$

Using Eq. 32 and 34, the monochromatic case at  $\lambda_0$  and the Fourier transform properties, we find that the mean of  $\nu$  is null and its spatial covariance is:

$$E[\nu(u_1)\nu^*(u_2)] = \iint \exp\left[\frac{2i\pi(\alpha_1.u_1 - \alpha_2.u_2)}{\lambda_0}\right] E[\epsilon(\alpha_1)\epsilon(\alpha_2)] d\alpha_1 d\alpha_2. \quad (35)$$

From Eq. 33, we determine the covariance of  $\nu$  in the case of photon noise:

$$E[\nu(u_1)\nu^*(u_2)] = \mathcal{F}^{-1}[I](u_1 - u_2), \quad (36)$$

and in the case of read out noise:

$$E[\nu(u_1)\nu^*(u_2)] = \sigma_{\text{RON}}^2 \delta(u_1 - u_2). \quad (37)$$

The spatial covariance of the inverse Fourier transform of photon noise (poissonian distribution) is not reduced to its variance whereas it is for a read out noise (gaussian distribution).

During the SCC image processing, to estimate  $A_S$ , we isolate one of the two lateral peaks of  $\mathcal{F}^{-1}[I_n]$  (Baudoz et al., 2006; Galicher & Baudoz, 2007) using a circular binary mask of diameter  $D + D_R \approx D$  (see section 6.1 for that approximation) and

we apply a Fourier transform. The noiseless part of that Fourier Transform is called  $L(\alpha)$  (Eq. 3). The noisy part is  $L_{-n}(\alpha)$ :

$$L_{-n}(\alpha) = L(\alpha) + \epsilon_{-}(\alpha), \quad (38)$$

with  $\epsilon_{-}(\alpha)$  the noise at the  $\alpha$  position. The mean of  $\epsilon_{-}(\alpha)$  is null because  $E[y(u)] = 0$ . From Eq. 36, we find that in the case of a photon noise:

$$E[\epsilon_{-}(\alpha_1) \epsilon_{-}^*(\alpha_2)] = \int_D \int_D \frac{\mathcal{F}^{-1}[I](u_1 - u_2)}{\lambda_0} \exp\left[\frac{2i\pi(\alpha_2 u_2 - \alpha_1 u_1)}{\lambda_0}\right] du_1 du_2, \quad (39)$$

where  $\int_D$  represents the integral over a pupil of diameter  $D$ . Calling  $\mathcal{A}_D(\alpha) = J_1(\alpha)/\alpha$  where  $J_1$  is the Bessel function of the first kind corresponding to a D-diameter circular aperture, we can write:

$$E[\epsilon_{-}(\alpha_1) \epsilon_{-}^*(\alpha_2)] = \iint I(\alpha_3) \mathcal{A}_D(\|\alpha_1 - \alpha_3\|) \mathcal{A}_D^*(\|\alpha_2 - \alpha_3\|) d\alpha_3. \quad (40)$$

We deduce from Eq. 40 the variance of  $\epsilon_{-}$  in the case of photon noise:

$$Var[\epsilon_{-}(\alpha)] = Var[L_{-n}(\alpha)] = I(\alpha) * |\mathcal{A}(\|\alpha\|)|^2. \quad (41)$$

Practically, we record the interferential image  $I$  on a finite number of pixels and we numerically process data. This means that the Fourier transform of equation 39 is a Fast Fourier Transform (FFT) and the width of  $|\mathcal{A}|^2$  is  $\sim (\lambda_0/D)_{\text{pix}}$  pixels. Finally, the  $|\mathcal{A}|^2$  convolution in the expression of  $Var[\epsilon_{-}]$  corresponds roughly to averaging the noise over  $\sim (\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2$  pixels and:

$$Var[L_{-n}(\alpha)] \simeq \frac{I(\alpha)}{(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2}. \quad (42)$$

A similar result is found for the noise on the unmodulated part  $I_{\text{cent}}$  of the image  $I \simeq I_S + I_R + I_C$  (Eq. 8):

$$Var[I_{\text{cent},n}(\alpha)] \simeq \frac{4I(\alpha)}{(\lambda_0/D)_{\text{pix}}^2}. \quad (43)$$

The sole difference is the size of the selecting binary mask in the correlation plane.

## References

- Aime, C., Soummer, R. and Ferrari, A., 2002, *Astronomy and Astrophysics*, **389**, 339-334-344.  
 Aime, C., 2005, *PASP*, **117**, 1012.  
 Baba, N., and Murakami, N., 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **115**, 1363-1366.  
 Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., Rouan, D., 2006, *Proc. of IAU Colloquium 200*, 553.  
 Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., Baudrand, J., Rouan, D., Gratadour, D., Lacombe, F., Lagrange, A.-M., 2004, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **116**, 1061-1071.  
 Bordé, P., Traub, W. A., 2006, *ApJ*, **638**, 488-498.  
 Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., Rouan, D., 2006, *A&A*, **447**, 397-403.  
 Codona, J., Angel, R. 2004, *ApJ*, **604**, L117.  
 Galicher, R., Baudoz, P., 2007, *C. R. Physique* **8**, 333-339.  
 Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., 2008, *A&A*.  
 Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J. and Avitzour, Y., 2006, *Journal of the Optical Society of America A*, **23**, 1063-1073.  
 Goodman, 2000, *Statistical Optics* (Wiley Classics Library).

- Guyon, O. 2004, *ApJ*, **615**, 562.  
 Guyon, O. and Pluzhnik, E. A. and Galicher, R. and Martinache F. and Ridgway, S. T. and Woodruff, R. A., 2005, *ApJ*, **622**, 744-758.  
 Huang, L., Rao, C., Jiang, W., 2008, *Optical Society of America Journal*, **16**, 108-114.  
 Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Littman, M. G. and Spergel, D. N., 2005, *Applied Optics*, **44**, 1117-1128.  
 Kuchner, M. J. and Traub, W. A., 2002, *ApJ*, **570**, 900-908.  
 Labeyrie, A., 1970, *Astronomy and Astrophysics*, **6**, 85-+.  
 Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C., 2005, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, **5903**, 170-177.  
 Marois, C., Doyon, R., Racine, R., and Nadeau, D., 2000, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **112**, 91-96.  
 Marois, C., Racine, R., Doyon, R., Lafrenière, D. and Nadeau, D., 2004, *The Astrophysical Journal Letter*, **615**, L61-L64.  
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B. & Nadeau, D., 2006, *The Astrophysical Journal*, **641**, 556-564.  
 Mawet, D. and Riaud, P. and Absil, O. and Surdej, J., 2005, *ApJ*, **633**, 1191-1200.  
 Noll, R. J. 1976., 1976, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, **66**, 207-211.  
 Pluzhnik, E. A., Guyon, O., Ridgway, S. T., Martinache, F., Woodruff, R. A., Blain, C. and Galicher, R., 2006, *The Astrophysical Journal*, **644**, 1246-1257.  
 Rabbia, Y. and Gay, J. and Rivet, J.-P., 2008, *CRAS*, **8**, 385-395.  
 Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., and Marois, C., 1999, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **111**, 587-594.  
 Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J. and Rouan, D., 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **115**, 712-719.  
 Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., Rouan, D., Lemarquis, F. and Labeyrie, A., 2001, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **113**, 1145-1154.  
 Roddier, F. and Roddier, C., 1997, *PASP*, **109**, 815-820.  
 Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A. and Clénet, Y. and Labeyrie, A., 2000, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **112**, 1479-1486.  
 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., Kirkpatrick, D., Thompson, R. I., Rieke, M. J. and Low, F. J., 1998, *Bulletin of the American Astronomical Society*, **30**, 1363-+  
 Schneider, G., Thompson, R. I., Smith, B. A., & Terrile, R. J., 1998, *SPIE Conference Series*, **3356**, 222-233.  
 Shack, R. B., & Platt, B. C., 1971, *Journal of the Optical Society of America*, **61**, 656.  
 Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C. and Jolissaint, L., 2007a, *The Astrophysical Journal*, **669**, 642-656.w  
 Soummer, R. and Pueyo, L. and Sivaramakrishnan, A. and Vanderbei, R. J., 2007b, *Optic Express*, **15**, 15935-+.  
 Stam, D.M., Hovenier, J. W. and Waters, L. B. F. M., 2004, *Astronomy and Astrophysics*, **428**, 663-672.  
 Trauger, J. T. and Traub, W. A., 2007, *Nature*, **446**, 771-773.  
 Véraud, C., Korkiakoski, V., Yaitskova, N., Martinez, P., Kasper, M. E., Beuzit, J.-L., Abe, L., Baudoz, P., Boccaletti, A., Dohlen, K., Gratton, R. G., Mesa, D., Kerber, F., Schmid, H. M., Venema, L., Slater, G., Tecza, M., & Thatte, N. A., 2008, *SPIE Conference Series*, **7014**, 70141J-70141J-12.  
 Vanderbei, R. J., Spergel, D. N. and Kasdin, N. J., 2003, *The Astrophysical Journal*, **599**, 686-694.  
 Wynne, C., 1979, *Opt. Comm.*, **28**, 21.

# Table des figures

I.1.1	Nombre de détections d'exoplanètes par année de découverte . . . . .	26
I.1.2	Diagramme masse-période des exoplanètes détectées . . . . .	30
I.1.3	Histogramme des masses des exoplanètes détectées . . . . .	31
I.1.4	Histogramme des périodes des exoplanètes détectées . . . . .	32
I.1.5	Diagramme masse-rayon et composition des exoplanètes . . . . .	33
I.2.1	Spectre et contraste de Jupiter autour du Soleil . . . . .	36
I.2.2	Résolution angulaire d'un télescope . . . . .	37
I.2.3	Le bruit de tavelures en images . . . . .	38
I.2.4	Éclipse totale du 30 mars 2006 : couronne et protubérances solaires . . . . .	39
I.2.5	Photographie et schéma du coronographe solaire de Lyot . . . . .	39
I.2.6	Images coronographiques du Soleil : couronne et protubérances, LASCO et HACO . . . . .	40
I.2.7	Schéma du coronographe stellaire de type Lyot . . . . .	41
I.2.8	Schéma de la correction du front d'onde . . . . .	45
I.2.9	Correction du front d'onde par un miroir déformable . . . . .	48
I.2.10	Images de la meilleure correction par les miroirs déformables . . . . .	50
I.2.11	Détection à $5\sigma$ de la limite intrinsèque des miroirs déformables . . . . .	51
I.2.12	Schéma de principe du <i>coronagraphic interferometer</i> . . . . .	53
I.2.13	Schéma de principe de la <i>self-coherent camera</i> . . . . .	54
I.2.14	Principe des techniques d'imagerie différentielle . . . . .	55
I.2.15	Détection directe du système triple orbitant autour de HR 8799 . . . . .	57
I.2.16	Schéma de principe du <i>synchronous interferometric speckle subtraction</i> . . . . .	58
I.2.17	Principales étapes de l'imagerie à haut contraste . . . . .	59
II.1.1	Schéma de principe du coronographe à quatre quadrants . . . . .	66
II.1.2	Énergie résiduelle en fonction de $\lambda$ pour un FQPM . . . . .	67
II.2.1	Schéma de principe du coronographe à quatre quadrants à étages multiples . . . . .	70
II.2.2	Réponse spectrale d'un coronographe à quatre quadrants à étages multiples . . . . .	71
II.2.3	Expérience de 2007 : montage expérimental pour l'obtention d'un spectre . . . . .	72
II.2.4	Expérience de 2007 : images expérimentales des spectres . . . . .	73
II.2.5	Expérience de 2007 : spectres expérimentaux . . . . .	74
II.2.6	Expérience de 2007 : profils radiaux des intensités normalisées . . . . .	75
II.2.7	Montures mécaniques du nouveau prototype MFQPM . . . . .	76
II.2.8	Premier module FQPM . . . . .	77
III.1.1	Schéma de principe de la <i>self-coherent camera</i> . . . . .	83
III.1.2	Image interférentielle, images des voies image et de référence de la SCC . . . . .	84

III.2.1 Plan d'autocorrélation de l'image SCC . . . . .	91
III.2.2 Schéma de principe de la <i>self-coherent camera</i> associée à un miroir déformable . . . . .	94
III.3.1 Images interférentielles dans un cas idéal . . . . .	111
III.3.2 Profils et énergie résiduelle au cours de la correction dans un cas idéal . . . . .	111
IV.1.1 Zéros de la référence et tavelures non corrigées . . . . .	119
IV.1.2 Zéros de la référence et énergie résiduelle . . . . .	120
IV.1.3 Tip-tilt dans la voie de référence . . . . .	122
IV.1.4 Piston dans la voie de référence . . . . .	123
IV.1.5 Détection avant et après correction par la SCC en lumière monochromatique . . . . .	124
IV.2.1 Images interférentielles en présence d'aberrations d'amplitude . . . . .	130
IV.2.2 Impact des aberrations d'amplitude et de leur DSP . . . . .	131
IV.2.3 Quel facteur chromatique pour la SCC? . . . . .	135
IV.2.4 Réduction du champ de vue par le chromatisme . . . . .	136
IV.2.5 Vitesse de convergence de la boucle SCC <i>versus</i> chromatisme . . . . .	138
IV.2.6 Quelle résolution spectrale pour quel miroir déformable? . . . . .	139
IV.2.7 Schéma d'un compensateur de Wynne . . . . .	141
IV.2.8 Image obtenue après passage à travers un compensateur de Wynne . . . . .	142
IV.3.1 Mesure du front d'onde en longue pose . . . . .	145
IV.4.1 Images fournies par l'estimateur du compagnon en lumière polychromatique . . . . .	148
IV.4.2 Impact du chromatisme sur la suppression des tavelures résiduelles . . . . .	149
IV.4.3 Impact des zéros de la référence sur le résidu après traitement SCC . . . . .	150
IV.4.4 Impact du bruit de photons sur le résidu après traitement SCC . . . . .	151
IV.4.5 Image issue du traitement SCC en utilisant une référence décentrée . . . . .	153
IV.4.6 Impact du centrage de la référence . . . . .	154
IV.4.7 Detections de compagnons avec une image de référence décentrée . . . . .	155
IV.4.8 La SCC atteint le bruit de photons . . . . .	157
V.1.1 Association de la SCC avec un coronographe de type Lyot . . . . .	164
V.1.2 Carte de phase dans le plan de Lyot d'un FQPM . . . . .	166
V.1.3 Piston en fonction de la position de la pupille de référence . . . . .	167
V.1.4 Images de référence pour plusieurs positions de la pupille de référence . . . . .	167
V.1.5 Intensité de la référence en fonction de la position de la pupille de référence . . . . .	168
V.1.6 Intensités moyennes après une SCC-FQPM en fonction du défaut de phase . . . . .	169
V.1.7 Phases réelles et estimées par une SCC-FQPM . . . . .	171
V.1.8 Transformation des polynômes de Zernike par une SCC-FQPM . . . . .	172
V.1.9 Les cent premiers polynômes de Zernike estimés par une SCC-FQPM . . . . .	173
V.1.10 Amélioration du modèle du FQPM : contraste . . . . .	174
V.1.11 Amélioration du modèle du FQPM : images et profils . . . . .	175
V.1.12 Impact du chromatisme sur la SCC-FQPM . . . . .	177
V.1.13 Schéma d'une SCC-FQPM associée à un compensateur de Wynne . . . . .	178
V.2.1 Représentation du banc ITHD achromatique . . . . .	180
V.2.2 Photographie du banc ITHD achromatique . . . . .	181
V.2.3 Schéma optique du banc ITHD achromatique . . . . .	182

---

V.2.4 Photographie et schéma optique du banc de test d'une SCC-FQPM . . . . .	185
V.2.5 Images SCC-FQPM expérimentales pour deux focalisations différentes . . . . .	187
V.2.6 Image de référence expérimentale . . . . .	188
V.2.7 Estimées expérimentales d'un défaut de phase par une SCC-FQPM . . . . .	189
V.2.8 Coefficients de Zernike du défaut de phase mesuré par une SCC-FQPM . . . . .	190
V.3.1 Images interférentielles par une SCC-FQPM pendant la correction active . . . . .	193
V.3.2 Détections de planètes Terre par la <i>self-coherent camera</i> . . . . .	194



# Liste des tableaux

I.2.1 Phases résiduelles de la meilleure correction des miroirs déformables . . . . .	50
II.2.1 Description de l'expérience de 2007 sur le coronographe MFQPM . . . . .	72
II.2.2 Caractéristiques du prototype MFQPM . . . . .	76
III.1.1 Table des notations . . . . .	86
IV.1.1 Voie de référence : hypothèses des simulations . . . . .	117
IV.2.1 Chromatisme : hypothèses des simulations . . . . .	133
V.1.1 SCC-FQPM : maxima et minima du rapport $I_{R,moy}/I_{S,moy}$ . . . . .	170
V.2.1 Caractéristiques de l'analyseur de type Shack-Hartmann . . . . .	183
V.2.2 Caractéristiques des miroirs déformables MEMS Boston et OKO . . . . .	184
V.3.1 Contrastes et séparations angulaires mesurés et simulés . . . . .	194



# Bibliographie

- Abe, L., Domiciano de Souza, Jr., A., Vakili, F., & Gay, J. 2003. Phase Knife Coronagraph. II - Laboratory results. *Astronomy and Astrophysics*, **400**(Mar.), 385–392.
- Aime, C. 2005. Principle of an Achromatic Prolate Apodized Lyot Coronagraph. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **117**(Sept.), 1012–+.
- Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2002. Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *Astronomy and Astrophysics*, **389**(July), 334–344.
- Alibert, Y., Baraffe, I., Benz, W., Chabrier, G., Mordasini, C., Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F., Bouchy, F., Queloz, D., & Udry, S. 2006. Formation and structure of the three Neptune-mass planets system around HD 69830. *Astronomy and Astrophysics*, **455**(Aug.), L25–L28.
- Angel, Roger. 2007. *Imaging exoplanets from the ground*. .
- Armitage, P. J. 2007. Massive Planet Migration : Theoretical Predictions and Comparison with Observations. *The Astrophysical Journal*, **665**(Aug.), 1381–1390.
- Baba, N., & Murakami, N. 2003. A Method to Image Extrasolar Planets with Polarized Light. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **115**(Dec.), 1363–1366.
- Baba, N., Murakami, N., Ishigaki, T., & Hashimoto, N. 2002. Polarization interferometric stellar coronagraph. *Optics Letters*, **27**, 1373–+.
- Baba, N., Murakami, N., Tate, Y., Sato, Y., & Tamura, M. 2005 (Aug.). Objective spectrometer for exoplanets based on nulling polarization interferometry. *Pages 347–351 of : Coulter, D. R. (ed), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 5905.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Selsis, F., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2005. Hot-Jupiters and hot-Neptunes : A common origin? *Astronomy and Astrophysics*, **436**(June), L47–L51.
- Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000a. Achromatic interfero coronagraphy I. Theoretical capabilities for ground-based observations. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, **141**(Jan.), 319–329.
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., Burg, R., Petro, L., Bely, P., Fleury, B., Madec, P.-Y., & Charbonnier, F. 2000b. Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, **145**(Aug.), 341–350.

- Baudoz, P., Boccaletti, A., Riaud, P., Cavarroc, C., Baudrand, J., Reess, J.-M., & Rouan, D. 2006a. Feasibility of the Four-Quadrant Phase Mask in the Mid-Infrared on the James Webb Space Telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**, 765–773.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006b. The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. *Pages 553–558 of : Aime, C., & Vakili, F. (eds), IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*.
- Baudoz, P., Galicher, R., Baudrand, J., & Boccaletti, A. 2008 (July). Theory and laboratory tests of the multi-stage phase mask coronagraph. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, vol. 7015.
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Wildi, F., Abe, L., Antichi, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Boccaletti, A., Carillet, M., Charton, J., Claudi, R., Downing, M., Fabron, C., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gach, J.-L., Gratton, R., Henning, T., Hubin, N., Joos, F., Kasper, M., Langlois, M., Lenzen, R., Moutou, C., Pavlov, A., Petit, C., Pragt, J., Rabou, P., Rigal, F., Roelfsema, R., Rousset, G., Saisse, M., Schmid, H.-M., Stadler, E., Thalmann, C., Turatto, M., Udry, S., Vakili, F., & Waters, R. 2008 (Aug.). SPHERE : a planet finder instrument for the VLT. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7014.
- 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. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **116**(Nov.), 1061–1071.
- Boccaletti, A., Abe, L., Baudrand, J., Daban, J.-B., Douet, R., Guerri, G., Robbe-Dubois, S., Bendjoya, P., Dohlen, K., & Mawet, D. 2008 (July). Prototyping coronagraphs for exoplanet characterization with SPHERE. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7015.
- Bodenheimer, P., Hubickyj, O., & Lissauer, J. J. 2000. Models of the in Situ Formation of Detected Extrasolar Giant Planets. *Icarus*, **143**(Jan.), 2–14.
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006. High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. *Astrophysical Journal*, **638**(Feb.), 488–498.
- Boss, A. P. 2006a. Gas Giant Protoplanets Formed by Disk Instability in Binary Star Systems. *The Astrophysical Journal*, **641**(Apr.), 1148–1161.
- Boss, A. P. 2006b. On the Formation of Gas Giant Planets on Wide Orbits. *The Astrophysical Journal*, **637**(Feb.), L137–L140.
- Boss, A. P. 2006c. Rapid Formation of Gas Giant Planets around M Dwarf Stars. *The Astrophysical Journal*, **643**(May), 501–508.
- Burrows, A. 2005. A theoretical look at the direct detection of giant planets outside the Solar System. *Nature*, **433**(Jan.), 261–268.

- 
- Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Vogt, S. S., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., Carter, B. D., Johnson, J. A., McCarthy, C., & Penny, A. J. 2006. Catalog of Nearby Exoplanets. *The Astrophysical Journal*, **646**(July), 505–522.
- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006. Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, **447**(Feb.), 397–403.
- Codona, J. L., & Angel, R. 2004. Imaging Extrasolar Planets by Stellar Halo Suppression in Separately Corrected Color Bands. *The Astrophysical Journal Letter*, **604**(Apr.), L117–L120.
- Cumming, A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Wright, J. T., & Fischer, D. A. 2008. The Keck Planet Search : Detectability and the Minimum Mass and Orbital Period Distribution of Extrasolar Planets. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **120**(May), 531–554.
- Curtis, G. W., & Staff, The Sacramento Peak Observatory. 1966. Daylight observations of the 1965 F comet at the Sacramento Peak, Observatory. *Astronomical Journal*, **71**(Apr.), 194–+.
- Dollfus, A., & Brunier, S. 1980. The focal coronagraph and the observation of a new Saturn ring. *Academie des Science Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques*, **290**(Mar.), 261–263.
- Fischer, D. A., & Valenti, J. 2005. The Planet-Metallicity Correlation. *The Astrophysical Journal*, **622**(Apr.), 1102–1117.
- Ford, E. B., & Rasio, F. A. 2008. Origins of Eccentric Extrasolar Planets : Testing the Planet-Planet Scattering Model. *The Astrophysical Journal*, **686**(Oct.), 621–636.
- Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007. Planetary Radii across Five Orders of Magnitude in Mass and Stellar Insolation : Application to Transits. *The Astrophysical Journal*, **659**(Apr.), 1661–1672.
- Galicher, R., & Baudoz, P. 2007. Expected performance of a self-coherent camera. *Comptes Rendus Physique*, **8**(Apr.), 333–339.
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. *Astronomy and Astrophysics*, **488**(Sept.), L9–L12.
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2009. *Wavefront sensor for quasi-static aberrations for exoplanet detection : self-coherent camera*. soumis à Astronomy and Astrophysics.
- Gillon, M., Pont, F., Demory, B.-O., Mallmann, F., Mayor, M., Mazeh, T., Queloz, D., Shporer, A., Udry, S., & Vuissoz, C. 2007. Detection of transits of the nearby hot Neptune GJ 436 b. *Astronomy and Astrophysics*, **472**(Sept.), L13–L16.
- Give'on, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., Littman, M. G., & Gurfil, P. 2003 (Dec.). Feasible optimal deformable mirror shaping algorithm for high-contrast imaging. *Pages 288–297 of : Tyson, R. K., & Lloyd-Hart, M. (eds), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 5169.

- Gradie, J. 1986 (Mar.). A Search for Circum-Asteroidal Material Using a Stellar Coronagraph. *Pages 277–278 of : Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*. Lunar and Planetary Inst. Technical Report, vol. 17.
- Guyon, O. 2004. Imaging Faint Sources within a Speckle Halo with Synchronous Interferometric Speckle Subtraction. *Astrophysical Journal*, **615**(Nov.), 562–572.
- Guyon, O., & Shao, M. 2006. The Pupil-swapping Coronagraph. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**(June), 860–865.
- Guyon, O., Roddier, C., Graves, J. E., Roddier, F., Cuevas, S., Espejo, C., Gonzalez, S., Martinez, A., Bisiacchi, G., & Vuntmeri, V. 1999. The Nulling Stellar Coronagraph : Laboratory Tests and Performance Evaluation. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **111**(Oct.), 1321–1330.
- 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. *The Astrophysical Journal*, **622**(Mar.), 744–758.
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **167**(Nov.), 81–99.
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001. Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *The Astrophysical Journal*, **553**(June), L153–L156.
- Halbwachs, J. L., Arenou, F., Mayor, M., Udry, S., & Queloz, D. 2000. Exploring the brown dwarf desert with Hipparcos. *Astronomy and Astrophysics*, **355**(Mar.), 581–594.
- Hirayama, T., & Nakagomi, Y. 1974. Observations of Prominences in He II with a New 25 CM Coronagraph. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **26**, 53–+.
- Huang, L., Rao, C., & Jiang, W. 2008. Modified Gaussian influence function of deformable mirror actuators. *Optical Society of America Journal*, **16**, 108 – 114.
- Hubbard, W. B., Hattori, M. F., Burrows, A., Hubeny, I., & Sudarsky, D. 2007. Effects of mass loss for highly-irradiated giant planets. *Icarus*, **187**(Apr.), 358–364.
- Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2005. Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core. *Icarus*, **179**(Dec.), 415–431.
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities. *The Astrophysical Journal*, **616**(Nov.), 567–572.
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2008. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. V. Accumulation Near the Ice Line and Super-Earths. *The Astrophysical Journal*, **685**(Sept.), 584–595.
- Jurić, M., & Tremaine, S. 2008. Dynamical Origin of Extrasolar Planet Eccentricity Distribution. *The Astrophysical Journal*, **686**(Oct.), 603–620.

- 
- Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Littman, M. G. 2003. Extrasolar Planet Finding via Optimal Apodized-Pupil and Shaped-Pupil Coronagraphs. *The Astrophysical Journal*, **582**(Jan.), 1147–1161.
- Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Littman, M. G., & Spergel, D. N. 2005. Optimal one-dimensional apodizations and shaped pupils for planet finding coronagraphy. *Applied Optics*, **44**(Mar.), 1117–1128.
- Koomen, M. J., Detwiler, C. R., Brueckner, G. E., Cooper, H. W., & Tousey, R. 1975. White light coronagraph in OSO-7. *Applied Optics*, **14**, 743–751.
- Kuchner, M. J., & Traub, W. A. 2002. A Coronagraph with a Band-limited Mask for Finding Terrestrial Planets. *The Astrophysical Journal*, **570**(May), 900–908.
- Labeyrie, A. 1970. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astronomy and Astrophysics*, **6**(May), 85–+.
- Liotard, A. 2005. *Micro-miroirs déformables pour l'optique adaptative de prochaine génération*. Ph.D. thesis, Université de Provence Aix-Marseille I, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.
- Lowrance, P. J., McCarthy, C., Becklin, E. E., Zuckerman, B., Schneider, G., Webb, R. A., Hines, D. C., Kirkpatrick, J. D., Koerner, D. W., Low, F., Meier, R., Rieke, M., Smith, B. A., Terrile, R. J., & Thompson, R. I. 1999. A Candidate Substellar Companion to CD -33 deg7795 (TWA 5). *The Astrophysical Journal*, **512**(Feb.), L69–L72.
- Lowrance, P. J., Schneider, G., Kirkpatrick, J. D., Becklin, E. E., Weinberger, A. J., Zuckerman, B., Plait, P., Malmuth, E. M., Heap, S. R., Schultz, A., Smith, B. A., Terrile, R. J., & Hines, D. C. 2000. A Candidate Substellar Companion to HR 7329. *The Astrophysical Journal*, **541**(Sept.), 390–395.
- Lyot, B. 1932. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. *Zeitschrift fur Astrophysik*, **5**, 73–+.
- Macintosh, B., Zuckerman, B., Becklin, E. E., & McLean, I. S. 1992 (May). Searches for Brown Dwarfs in the Hyades. *Pages 773–+ of : Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 24.
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005 (Aug.). Speckle lifetimes in high-contrast adaptive optics. *Pages 170–177 of : Tyson, R. K., & Lloyd-Hart, M. (eds), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 5903.
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., Doyon, R., Dunn, J., Gavel, D. T., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., Wallace, J. K., Bauman, B., Erickson, D. A., Marois, C., Poyneer, L. A., & Soummer, R. 2008 (July). The Gemini Planet Imager : from science to design to construction. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7015.
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995. High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107**(Apr.), 386–+.

- Malmberg, D., de Angeli, F., Davies, M. B., Church, R. P., Mackey, D., & Wilkinson, M. I. 2007a. Close encounters in young stellar clusters : implications for planetary systems in the solar neighbourhood. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **378**(July), 1207–1216.
- Malmberg, D., Davies, M. B., & Chambers, J. E. 2007b. The instability of planetary systems in binaries : how the Kozai mechanism leads to strong planet-planet interactions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **377**(Apr.), L1–L4.
- 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.
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Fischer, D. A., Wright, J. T., Johnson, J. A., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., Carter, B. D., Bailey, J., O’Toole, S. J., & Upadhyay, S. 2008. Exoplanet properties from Lick, Keck and AAT. *Physica Scripta Volume T*, **130**(1), 014001–+.
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000. Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **112**(Jan.), 91–96.
- Marois, C., Racine, R., Doyon, R., Lafrenière, D., & Nadeau, D. 2004. Differential Imaging with a Multicolor Detector Assembly : A New Exoplanet Finder Concept. *The Astrophysical Journal Letter*, **615**(Nov.), L61–L64.
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., Riopel, M., Vallée, P., & Lafrenière, D. 2005. TRIDENT : An Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated Substellar Companions. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **117**(July), 745–756.
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, **641**(Apr.), 556–564.
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., & Doyon, R. 2008. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, **322**(Nov.), 1348–.
- Martinez, P., Boccaletti, A., Kasper, M., Baudoz, P., & Cavarroc, C. 2007. Optimization of apodized pupil Lyot coronagraph for ELTs. *Astronomy and Astrophysics*, **474**(Nov.), 671–678.
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *The Astrophysical Journal*, **633**(Nov.), 1191–1200.
- Mawet, D., Riaud, P., Surdej, J., & Baudrand, J. 2005. Subwavelength surface-relief gratings for stellar coronagraphy. *Applied Optics*, **44**(Dec.), 7313–7321.
- 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. *Astronomy and Astrophysics*, **448**(Mar.), 801–808.
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995. A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star. *Nature*, **378**(Nov.), 355–+.

- 
- Meixner, M., MIRI Science Team, & SAGE Team. 2009 (Jan.). The Potential Of JWST Mid-infrared Instrument (MIRI) Followup Of The Spitzer Sage Survey Of The Large Magellanic Cloud. *Pages 256-+ of : Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 41.
- Mills, J. P., Gaiser, S. L., Diner, D. J., & Watson, S. M. 1991. Direct imaging of nonsolar planets with infrared telescopes using apodized coronagraphs. *Applied Optics*, **30**(Aug.), 3253–3262.
- Minic, Z., Serre, V., & Hervé, G. 2006. Adaptation des organismes aux conditions extrêmes des sources hydrothermales marines profondes. *C.R. Biologies*, **329**, 527–540.
- Mugnier, L. M., Fusco, T., & Conan, J.-M. 2004. MISTRAL : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomical adaptive-optics-corrected long-exposure images. *Optical Society of America Journal*, **21**(Oct.), 1841–1854.
- Mugnier, L. M., Cornia, A., Sauvage, J.-F., Védrenne, N., Fusco, T., & Rousset, G. 2008 (July). Maximum likelihood-based method for angular differential imaging. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7015.
- Murakami, N., Baba, N., Tate, Y., Sato, Y., & Tamura, M. 2006. Polarization Differential Objective Spectroscopy with a Nulling Coronagraph. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**(May), 774–779.
- Nakajima, T. 1994. Planet detectability by an adaptive optics stellar coronagraph. *The Astrophysical Journal*, **425**(Apr.), 348–357.
- Nakajima, T., Durrance, S. T., Golimowski, D. A., & Kulkarni, S. R. 1994. A coronagraphic search for brown dwarfs around nearby stars. *The Astrophysical Journal*, **428**(June), 797–804.
- Nelson, R. P., Papaloizou, J. C. B., Masset, F., & Kley, W. 2000. The migration and growth of protoplanets in protostellar discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **318**(Oct.), 18–36.
- Noll, R. J. 1976. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, **66**, 207–211.
- Papaloizou, J. C. B., & Terquem, C. 2006. Planet formation and migration. *Reports on Progress in Physics*, **69**, 119–+.
- Paresce, F., & Burrows, C. 1986 (Sept.). Multi-color, High Spatial Resolution Imaging of the Beta Pictoris Circumstellar Disk. *Pages 1027-+ of : Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 18.
- Paresce, F., & Burrows, C. 1987. Coronagraphy at La Silla - High resolution imaging of faint features near bright objects. *The Messenger*, **47**(Mar.), 43–46.
- Pätzold, M., & Rauer, H. 2002. Where Are the Massive Close-in Extrasolar Planets? *The Astrophysical Journal Letter*, **568**(Apr.), L117–L120.
- Pluzhnik, E. A., Guyon, O., Ridgway, S. T., Martinache, F., Woodruff, R. A., Blain, C., & Galicher, R. 2006. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. III. Diffraction Effects and Coronagraph Design. *The Astrophysical Journal*, **644**(June), 1246–1257.

- Rabbia, Y., Gay, J., & Rivet, J.-P. 2007. The Achromatic Interfero Coronagraph. *Comptes Rendus Physique*, **8**(Apr.), 385–395.
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999. Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **111**(May), 587–594.
- Ragazzoni, R. 1996. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of Modern Optics*, **43**(Feb.), 289–293.
- Ragazzoni, R., & Farinato, J. 1999. Sensitivity of a pyramidal Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics. *Astronomy and Astrophysics*, **350**(Oct.), L23–L26.
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemaquis, F., & Labeyrie, A. 2001. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **113**(Sept.), 1145–1154.
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **115**(June), 712–719.
- Rice, W. K. M., & Armitage, P. J. 2003. On the Formation Timescale and Core Masses of Gas Giant Planets. *The Astrophysical Journal*, **598**(Nov.), L55–L58.
- Rice, W. K. M., & Armitage, P. J. 2005. Quantifying Orbital Migration from Exoplanet Statistics and Host Metallicities. *The Astrophysical Journal*, **630**(Sept.), 1107–1113.
- Roddi er, F. 1988. Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, **27**(Apr.), 1223–1225.
- Roddi er, F. 1999. *Adaptive optics in astronomy*. Cambridge University Press.
- Roddi er, F., & Roddi er, C. 1997. Stellar Coronagraph with Phase Mask. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **109**(July), 815–820.
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Cl enet, Y., & Labeyrie, A. 2000. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **112**(Nov.), 1479–1486.
- Rousset, G. 1999. *Wave-front sensors*. Cambridge University Press. Chap. 5 de Roddi er (1999), pages 91–130.
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics*, **230**(Apr.), L29–L32.
- Santos, N. C. 2008. Extra-solar planets : Detection methods and results. *New Astronomy Review*, **52**(June), 154–166.
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004. Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation. *Astronomy and Astrophysics*, **415**(Mar.), 1153–1166.
- Sauvage, J.-F. 2007. *Calibrations et méthodes d’inversion en imagerie haute dynamique pour la détection directes d’exoplanètes*. Ph.D. thesis, Université Paris VII.

- 
- Sauvage, J.-F., Mugnier, L., Fusco, T., & Rousset, G. 2006 (July). Post processing of differential images for direct extrasolar planet detection from the ground. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 6272.
- Schneider, G., Thompson, R. I., Smith, B. A., & Terile, R. J. 1998 (Aug.). Exploration of the environments of nearby stars with the NICMOS coronagraph : instrumental performance considerations. *Pages 222–233 of : Bely, P. Y., & Breckinridge, J. B. (eds), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 3356.
- Schneider, G., Becklin, E. E., Smith, B. A., Terile, R. J., Lowrance, P. J., Weinberger, A. J., Dumas, C., Koerner, D. W., Hines, D. C., Meier, R., Kirkpatrick, D., Thompson, R. I., Rieke, M. J., & Low, F. J. 1998 (Dec.). Results from the NICMOS Environments of Nearby Stars Coronagraphic Imaging Programs. *Pages 1363–+ of : Bulletin of the American Astronomical Society*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 30.
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., Koerner, D. W., Meier, R., Hines, D. C., Lowrance, P. J., Terile, R. J., Thompson, R. I., & Rieke, M. 1999. NICMOS Imaging of the HR 4796A Circumstellar Disk. *The Astrophysical Journal*, **513**(Mar.), L127–L130.
- Shack, R. B., & Platt, B. C. 1971. Production and use of a lenticular Hartmann Screen. *Journal of the Optical Society of America*, **61**, 656.
- Shen, Y., & Turner, E. L. 2008. On the Eccentricity Distribution of Exoplanets from Radial Velocity Surveys. *The Astrophysical Journal*, **685**(Sept.), 553–559.
- 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. *The Astrophysical Journal*, **634**(Dec.), 1416–1422.
- Smartt, R. N. 1974. Zone plate interferometer. *Applied Optics*, **13**(May), 1093–+.
- Soummer, R. 2005. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Telescope Apertures. *The Astrophysical Journal Letter*, **618**(Jan.), L161–L164.
- Soummer, R., Pueyo, L., Sivaramakrishnan, A., & Vanderbei, R. J. 2007. Fast computation of Lyot-style coronagraph propagation. *Optics Express*, **15**, 15935–+.
- Sozzetti, A. 2005. Astrometric Methods and Instrumentation to Identify and Characterize Extrasolar Planets : A Review. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **117**(Oct.), 1021–1048.
- Stam, D. M., Hovenier, J. W., & Waters, L. B. F. M. 2004. Using polarimetry to detect and characterize Jupiter-like extrasolar planets. *Astronomy and Astrophysics*, **428**(Dec.), 663–672.
- Tabachnik, S., & Tremaine, S. 2002. Maximum-likelihood method for estimating the mass and period distributions of extrasolar planets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **335**(Sept.), 151–158.
- Takeda, G., & Rasio, F. A. 2005. High Orbital Eccentricities of Extrasolar Planets Induced by the Kozai Mechanism. *The Astrophysical Journal*, **627**(July), 1001–1010.

- Tinetti, G., & Beaulieu, J.-P. 2009 (Feb.). The extrasolar planet atmosphere and exosphere : Emission and transmission spectroscopy. *Pages 231–237 of : IAU Symposium*. IAU Symposium, vol. 253.
- Traub, W., Shaklan, S., & Lawson, P. 2007 (June). Prospects for Terrestrial Planet Finder (TPF-C, TPF-I, & TPF-O). *In : Kalas, P. (ed), In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*.
- Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Burrows, A. 1998. Orbital Evolution and Migration of Giant Planets : Modeling Extrasolar Planets. *The Astrophysical Journal*, **500**(June), 428–+.
- Trilling, D. E., Lunine, J. I., & Benz, W. 2002. Orbital migration and the frequency of giant planet formation. *Astronomy and Astrophysics*, **394**(Oct.), 241–251.
- Udry, S., & Santos, N. C. 2007. Statistical Properties of Exoplanets. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, **45**(Sept.), 397–439.
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N. C., & Burnet, M. 2002. The CORALIE survey for southern extra-solar planets. VIII. The very low-mass companions of HD 141937, HD 162020, HD 168443 and HD 202206 : Brown dwarfs or “superplanets” ? *Astronomy and Astrophysics*, **390**(July), 267–279.
- Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003. Statistical properties of exoplanets. I. The period distribution : Constraints for the migration scenario. *Astronomy and Astrophysics*, **407**(Aug.), 369–376.
- Vanderbei, R. J., Spiegel, D. N., & Kasdin, N. J. 2003. Circularly Symmetric Apodization via Star-shaped Masks. *The Astrophysical Journal*, **599**(Dec.), 686–694.
- Vérinaud, C., Korkiakoski, V., Yaitskova, N., Martinez, P., Kasper, M. E., Beuzit, J.-L., Abe, L., Baudoz, P., Boccaletti, A., Dohlen, K., Gratton, R. G., Mesa, D., Kerber, F., Schmid, H. M., Venema, L., Slater, G., Tecza, M., & Thatte, N. A. 2008 (Aug.). System design and analysis of the exo-planet imaging camera and spectrograph (EPICS) for the European ELT. *In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 7014.
- Vidal-Madjar, A., & Lecavalier des Étangs, A. 2004 (Dec.). “Osiris”(HD209458b), an Evaporating Planet. *Pages 152–+ of : Beaulieu, J., Lecavelier Des Etangs, A., & Terquem, C. (eds), Extrasolar Planets : Today and Tomorrow*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 321.
- Wagner, W. J., Hansen, R. T., & Hansen, S. F. 1974. Coronal Disturbances. II : The Fast Rearrangement of Coronal Magnetic Fields. *Solar Physics*, **34**(Feb.), 453–459.
- Wolszczan, A., & Frail, D. A. 1992. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, **355**(Jan.), 145–147.
- Wynne, C. G. 1979. Field correctors for telescopes at better observing sites. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, **189**(Oct.), 279–285.
- Zakamska, N. L., & Tremaine, S. 2004. Excitation and Propagation of Eccentricity Disturbances in Planetary Systems. *The Astronomical Journal*, **128**(Aug.), 869–877.

---

Zucker, S., & Mazeh, T. 2002. On the Mass-Period Correlation of the Extrasolar Planets. *The Astrophysical Journal*, **568**(Apr.), L113–L116.



## Résumé

Depuis 1995, environ 350 exoplanètes ont été détectées mais seule une dizaine l'a été directement pour plusieurs raisons. D'abord, les projections de l'étoile hôte et de sa planète sur la sphère céleste sont très proches – quelques fractions de secondes d'arc. Ceci impose un diamètre minimum pour le télescope et un système compensant les perturbations atmosphériques. Ensuite, le flux lumineux de l'étoile hôte est entre  $10^6$  et  $10^{10}$  fois plus fort que celui de la planète. Pour réduire ce flux stellaire sans affecter le flux planétaire, nous utilisons un coronographe dont les performances sont limitées par les défauts optiques qui doivent être compensés ou estimés. Pendant ma thèse, j'ai étudié sur des plans théoriques et expérimentaux deux techniques : le coronographe à quatre quadrants à étages multiples (MFQPM) pour atténuer le flux stellaire et la self coherent camera (SCC) qui minimise l'impact des aberrations optiques en utilisant l'incohérence entre lumières stellaires et planétaires. J'ai montré en laboratoire qu'un prototype non optimisé du MFQPM fournissait une extinction achromatique de l'étoile centrale de  $10^3$ – $10^4$  entre 550 et 750 nm. Puis, j'ai montré par simulations que la SCC s'associe aisément avec un coronographe de type Lyot et qu'en utilisant ses deux modes de fonctionnement – analyseur de surface d'onde en plan focal et imagerie différentielle –, des planètes de type Terre pouvaient être détectées de l'espace sous des conditions réalistes. J'ai également mesuré un défaut réel de phase via la SCC sur le banc d'Imagerie Très Haute Dynamique que j'ai développé à l'Observatoire de Paris.

**Mots-clés:** Imagerie haut contraste, imagerie haute dynamique, haute résolution angulaire, coronographie, traitement d'images, analyseur de surface d'onde, optique adaptative.

## Abstract

Only 3% of known exoplanets have been directly detected up to now for several reasons. First, they are very close to their parent star, which sets a minimum telescope size and requires the use of an atmospheric turbulence compensator. Then, the star is so bright compared to its planets ( $10^6$  to  $10^{10}$ ) that the reduction of its light through a coronagraph is mandatory. Finally, we need to compensate or estimate optical aberrations which drastically limit the coronagraph performances. During my PhD Thesis, I worked on two instruments : the Multi-stage Four Quadrant Phase Mask (MFQPM) coronagraph to reduce the star light, and the Self-Coherent Camera (SCC) which minimizes optical errors using incoherence between star and planet lights. In a laboratory experiment, I showed that  $10^3$ – $10^4$  star flux reduction is possible from 550 et 750 nm with a non-optimized MFQPM. Then, I numerically demonstrated that SCC can be associated with a Lyot style coronagraph to provide Earth-like planet detection from space and under realistic assumptions. That technique works in two steps : focal plane wavefront sensing and differential imaging. Finally, I provided a SCC phase measurement in a laboratory experiment.

**Keywords:** High contrast imaging, high angular resolution, coronagraph, post-processing imaging, wavefront sensor, adaptive optics.

