# REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR

Copyright © 2018 Frantz Martinache

OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR

FRANTZMARTINACHE.EU

Première édition, Aout 2018

# Table des matières

Introduction 7

*Interférométrie à masque non redondant* **11** 

*Le projet SCExAO* 31

*Les noyaux de phase* 59

Conclusion : vers un haut contraste robuste? 103

Bibliographie 117

MUAD'DIB LEARNED RAPIDLY BECAUSE HIS FIRST TRAINING WAS IN HOW TO LEARN. AND THE FIRST LESSON OF ALL WAS THE BASIC TRUST THAT HE COULD LEARN. IT'S SHOCKING TO FIND HOW MANY PEOPLE DO NOT BE-LIEVE THEY CAN LEARN, AND HOW MANY MORE BELIEVE LEARNING TO BE DIFFICULT. MUAD'DIB KNEW THAT EVERY EXPERIENCE CARRIES ITS LES-SON.

FRANK HERBERT, *DUNE* 

# Introduction

CE MÉMOIRE est un résumé des activités de recherche que j'ai menées depuis la présentation de ma thèse de doctorat, soutenue le 5 juillet 2005 à l'Observatoire de Haute Provence, sur le thème de la *reconfiguration de pupille pour la haute résolution angulaire*. A peu près treize ans se seront donc écoulés au moment de la soutenance de cette thèse écrite dans le but d'obtenir une habilitation à diriger des recherches.

CES TREIZE ANNÉES auront été passées en trois lieux différents : d'abord l'université de Cornell où j'ai, en collaboration avec le Professeur James Lloyd, entamé un programme observationnel exploitant la méthode de l'interférométrie à masque non-redondant qui transforme un télescope imageur classique en interféromètre... une véritable hérésie de ma part à l'époque, étant donné qu'une grande partie de ma thèse avait été dédiée au concept d'hypertélescope, dont la raison d'être est précisément d'accomplir la mission inverse ! Ce projet m'a pourtant mené à faire de nombreuses observations, principalement depuis l'Observatoire du Mont Palomar, avec le vénérable télescope de Hale qui, en combinant l'optique adaptative avec ce mode d'observation étrange dans l'infrarouge, s'est retrouvé à rivaliser avec le télescope spatial de Hubble en résolution angulaire.

APRÈS TROIS ANS À CORNELL, je suis reparti travailler au télescope Subaru du National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ) avec le Professeur Olivier Guyon. Le concept d'apodisation par reconfiguration de pupille appelé PIAA auquel j'avais contribué pendant ma thèse de doctorat s'est, durant les cinq ans passés au Subaru, progressivement transformé en instrument d'imagerie haut contraste, appelé SCExAO (Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics), qui est maintenant ouvert aux observations scientifiques. En complément de la conception et de l'intégration de l'instrument au télescope, j'ai profité de SCExAO pour développer des méthodes de contrôle de front d'onde plan focal de type speckle nulling.

Alors que je me préparais à m'installer de façon permanente au Subaru pour continuer mon travail de développement et d'exploitation scientifique de SCExAO, j'ai été recruté en tant que maître de conférence à l'Observatoire de la Côte d'Azur que j'ai intégré à



FIGURE 1: Le magnifique campus de l'Université de Cornell, dans la ville d'Ithaca, dans l'état de New York.



FIGURE 2: Le vénérable télescope de Hale, à l'observatoire du Mont Palomar.



FIGURE 3: Le télescope Subaru, à 4200 mètres d'altitude au sommet du Mauna Kea.

l'automne 2013. Me voici donc aujourd'hui, présentant à l'OCA ma demande d'habilitation à diriger des recherches pour continuer mon travail à la frontière entre le développement et l'exploitation d'instrumentation en haute résolution angulaire. Etant donné que mon travail s'est fait dans trois endroits différents, il n'est pas étonnant de voir trois grands thèmes d'activités se dégager. Je vais donc organiser ce document en trois parties :

- La première sera consacrée à l'illustration de résultats d'observation obtenus au Mont Palomar grâce à la technique de l'interférométrie à masque non-redondant utilisée avec optique adaptative. Nous verrons les raisons qui ont fait qu'une technique d'observation aussi exotique a progressivement réussi à coloniser tous les grands télescopes équipés d'optique adaptative qui se sont mis à utiliser des masques non-redondants... un succès qui culmine d'une certaine façon avec une place à bord du James Webb Space Telescope (JWST).
- La seconde partie sera consacrée au monde de l'optique adaptative extrême et de l'imagerie haut contraste, telle que j'ai contribué à la mettre en oeuvre dans le cadre du Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics (SCExAO) instrument, maintenant ouvert aux observations scientifiques. Dans ce contexte, plutôt que de passivement étalonner les observables, nous irons activement moduler l'amplitude complexe des speckles dans des images pour créer, malgré un environnement instable, des régions à haut contraste, en particulier dans le régime des très faibles séparations angulaires.
- La troisième partie sera consacrée à une tentative réussie de conciliation des techniques d'étalonnage des observables de l'interférométrie à masque non-redondant avec les méthodes plus classiques d'observation, ie. utilisant la pleine pupille d'un télescope. Cette réconciliation a été permise par la mise au point d'une généralisation de la notion de clôture de phase que j'ai baptisée kernel (ou noyau) de phase et qui permet de s'affranchir de la stricte condition de non-redondance de la pupille.

CETTE SYNTHÈSE est particulièrement féconde en applications, allant du post-processing d'images d'archive à la définition de nouvelles méthodes d'analyse de surface d'onde. Cette idée de kernel et les applications qu'elle ouvre m'ont permis de décrocher un contrat ERC qui a démarré au mois d'octobre 2016 et se terminera en 2023. Mais avant d'en arriver là, il faut prendre cette histoire depuis le début et commencer par comprendre comment des astronomes en sont venus à vouloir masquer jusqu'à 90 % de la surface collectrice de grands télescopes, en réfléchissant au processus de formation des images en astronomie et à comment on peut repousser les limites de la diffraction.



FIGURE 4: Entrée dans la Grande Coupole de l'Observatoire de la Côte d'Azur, emblématique de la ville de Nice.

A PROCESS CANNOT BE UNDERSTOOD BY STOPPING IT. UNDERSTANDING MUST MOVE WITH THE FLOW OF THE PROCESS, MUST JOIN IT AND FLOW WITH IT.

THE FIRST LAW OF MENTAT, FRANK HERBERT, DUNE

# Interférométrie à masque non redondant

#### L'image au coeur de l'astronomie

L'IMAGE EST À L'ORIGINE de la majorité des investigations scientifiques en astronomie. Extension directe de notre perception visuelle tellement intuitive, l'image est aujourd'hui la donnée de base à partir de laquelle un observateur va successivement pouvoir (1) identifier de nouvelles sources, (2) mesurer leur position et leur brillance par rapport à des sources dites de référence et (3) en suivre l'évolution en fonction du temps, de la longueur d'onde et de la polarisation. C'est à partir de ces mesures fondamentales qui forment un échantillon d'un espace des paramètres multi-dimensionnel (coordonnées, longueur d'onde, polarisation et temps), qu'un astronome va pouvoir construire un modèle amélioré qui raconte l'histoire d'un amas d'étoiles, d'un groupe de galaxies, de ce qui se trame au centre de notre Galaxie, ou d'un système planétaire en formation autour d'une étoile jeune du voisinage Solaire. La bonne interprétation des images est donc d'une importance capitale à toute forme de recherche en astronomie : les applications décrites dans ce mémoire sont destinées à aider à cette interprétation.

QUE CE SOIT dans ce qu'on appelle véritablement un instrument imageur, un spectrographe ou alors un interféromètre, l'image est avant tout un lieu optique particulier, dans lequel les photons en provenance de multiples sources collectés par une surface optique où ils sont tous presque uniformément distribués, se retrouvent naturellement triés. Il est possible de décrire formellement le résultat de ce processus de ségrégation des photons, comme étant le résultat I du produit de convolution de deux fonctions : une qui est représentative de la distribution d'intensité qui décrit la source, ce qu'on appelle communément l'objet, et qu'on notera **O**; l'autre qui décrit la réponse instrumentale, incluant l'atmosphère, le télescope et toutes les optiques rencontrées par la lumière avant d'arriver au détecteur. Cette réponse instrumentale, appelée fonction d'étalement du point (point spread function en anglais) est notée **PSF**, de telle sorte que :

$$= \mathbf{O} \otimes \mathbf{PSF}.$$
 (1)

où  $\otimes$  représente l'opération de convolution.

I



FIGURE 5: Exemple d'image astronomique particulièrement riche en information : le trapèze de la grande nébuleuse d'Orion, prise par l'instrument NICMOS équipant le télescope spatial de Hubble.



FIGURE 6: Image de Proxima Centauri prise par le Hubble Space Telescope. Le halo entourant l'étoile et les très évidentes aigrettes de diffraction présentes dans cette image nous rappellent que la contribution du télescope et de l'instrument (**PSF**) à l'image (**I**) ne peut pas toujours être négligée.

UNE GRANDE ÉNERGIE est dépensée dans la construction de grands télescopes, le design astucieux d'optiques de transfert et enfin, de l'instrumentation, maintenant *boostés* par l'utilisation d'optique adaptative (OA), dans le but de réduire la contribution de la fonction instrumentale et d'optimiser le processus de séparation des photons qui conduit à une meilleure caractérisation des sources observées. Pour une grande partie des observations en astrophysique, cette amélioration est satisfaisante à tel point qu'on identifie l'objet **O** directement à l'image **I** sans vraiment se préoccuper de la **PSF**. On pousse quelquefois les choses à leur paroxysme, par exemple sur les télescopes imageurs grand champ spatiaux comme Euclid pour lequel on ne cherche même pas à respecter le critère d'échantillonage minimal qui permettrait de caractériser cette **PSF**.

LA SÉGRÉGATION SPATIALE OPTIMALE DES PHOTONS dans le plan image d'un télescope est cependant fondamentalement limitée par le phénomène de diffraction (voir Fig. 6). L'ordre de grandeur qui règle cette limite est le rapport entre la longueur d'onde d'observation  $\lambda$ , et la dimension caractéristique (diamètre d'ouverture ou longueur de base interférométrique) de l'optique utilisée pour collecter la lumière. Pour rapidement estimer la résolution angulaire offerte par un télescope, il est utile de garder la formule suivante sous la main<sup>1</sup> :

$$\theta \approx 200 \times \frac{\lambda}{D},$$
(2)

où  $\theta$  est la résolution angulaire en millisecondes d'arc,  $\lambda$  la longueur d'onde en microns et *D* le diamètre du télescope en mètres. Une petite application numérique permet de vérifier qu'un télescope de 1 mètre comme C2PU observant dans le visible ( $\lambda = 0.5 \mu$ m) offre une résolution de 100 mas (0.1 seconde d'arc) et qu'un télescope de 8 mètres de diamètre comme un des quatre VLTs observant dans l'infra-rouge proche ( $\lambda = 1.6 \mu$ m) offre une résolution de 40 mas.

Même dans des conditions d'observation idéales, la ségrégation spatiale des photons par l'optique géométrique ne suffit pas à résoudre certains types de problèmes importants, tel que celui de l'iden1. Le facteur 200 dans la formule provient de la conversion de radians en millisecondes d'arc : 180 \* 3600 /  $\pi$  / 1000 = 206.265  $\approx$  200. tification de sources faibles dans le voisinage direct d'un objet brillant, ou celui de la discrimination de sources si proches les unes des autres, qu'on les qualifie de non-résolues. Le plus en vogue de ces scénarios concerne le cas de l'imagerie haut contraste des planètes extrasolaires. Pour mettre les échelles de résolution angulaire précisées un peu plus haut en perspective dans ce contexte, on peut rappeler qu'une planète orbitant à une unité astronomique (UA) d'une étoile située dans le voisinage Solaire à 10 parsecs (pc) aura comme séparation angulaire maximale 0.1 seconde d'arc, ce qui est très proche du pouvoir de résolution limite des cas présentés.

LA TECHNIQUE DE L'INTERFÉROMÉTRIE OPTIQUE a pourtant depuis longtemps appris à composer avec cette limite de la diffraction et produit de façon routinière des résultats observationnels qui défient en apparence cette limite et ce, malgré (en comparaison d'un système produisant une image) un nombre très limité de quantités observables. Ceci est rendu possible par la bonne compréhension des sources d'incertitude et de biais affectant la mesure fondamentale de cohérence, qui a conduit à la formulation de quantités observables bien étalonnées. L'exemple le plus connu de ces quantités observables est la clôture de phase, qui permet, en post-processing de s'affranchir des erreurs induites par les défauts optiques et atmosphériques. La possibilité d'extraire et d'exploiter ces observables de qualité d'interférogrammes a justifié la mise en place d'une série de programmes d'observation utilisant notamment le télescope de Hale de l'Observatoire du Mont Palomar. Le succès de l'utilisation de cette technique depuis les télescopes de Keck et Palomar a conduit à une prolifération de ces masques sur l'essentiel des télescopes équipés d'optique adaptative qui ont trouvé là le moyen d'augmenter leur pouvoir de résolution pour un investissement matériel très minime.

## Mesurer la cohérence des sources grâce à l'interférométrie

Dans sa forme la plus fondamentale<sup>2</sup>, l'objet de l'interférométrie optique stellaire est la mesure de la cohérence mutuelle du champ électrique émis par une source, simultanément prélevé en deux stations d'observation formant ce que l'on appelle une ligne de base interférométrique. A partir d'une collection de mesures de cohérence pour plusieurs lignes de base, on peut remonter à la carte de luminosité de la source, grâce à un résultat connu sous le nom de théorème de Van Cittert - Zernike, qui est l'équivalent en interférométrie de la relation de convolution objet - image décrite par l'équation 1.

CETTE MESURE DE COHÉRENCE, souvent notée  $\gamma$ , est aussi appelée visibilité complexe : c'est, comme son nom l'indique, un nombre complexe, séparable en deux composantes qui sont respectivement le module de visibilité  $|\gamma|$  et sa phase  $\Phi$ .

LE MODULE DE VISIBILITÉ mesuré par une ligne de base interféro-

2. Le théorème de Van Cittert Zernike identifie le degré de cohérence mutuelle du champ électrique émis par une source astrophysique et mesuré par deux stations d'observations formant une ligne de base interférométrique de coordonnées (u, v) à la transformée de Fourier de la carte d'intensité normalisée décrivant la source.

$$\gamma(u,v) = \int I(\alpha,\beta) e^{-i2\pi(\alpha u + \beta v)} \, \mathrm{d}\alpha \mathrm{d}\beta$$

# 14 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

métrique est lié à la taille angulaire caractéristique de la source observée dans la direction formée par la paire d'ouvertures. Si ce module (une fois étalonné) vaut l'unité, l'objet observé peut être considéré comme un point source. Si ce module prend une valeur intermédiaire entre o et 1, l'objet observé est résolu : la mesure du module peut servir à en contraindre le diamètre angulaire, si l'on introduit un modèle *a priori* de l'objet, comme un modèle de disque uniforme, où un profil d'assombrissement centre-bord plus sophitsiqué.





LA PHASE EST RELIÉE AUX PROPRIÉTÉS DE SYMÉTRIE de l'objet observé. Pour une source de géométrie centro-symétrique observée dans des conditions idéales (un détail sur lequel nous allons bien entendu devoir revenir) la phase mesurée par une ligne de base interférométrique ne peut prendre que deux valeurs : o ou 180 degrés. Une valeur intermédiaire de la phase révèle que l'objet présente une asymmétrie, qui peut soit être induite par la présence d'un compagnon de plus faible luminosité, une tâche sombre ou une surbrillance sur la photosphère.

ETANT DONNÉ LA MOTIVATION SCIENTIFIQUE générale de détection de compagnons faibles autour des étoiles du voisinage Solaire et de la caractérisation des environnements proches de ces étoiles, c'est essentiellement cette information de phase que l'on va tenter d'extraire de nos observations interérométriques : c'est donc sur la phase que je vais concentrer ma description.

# La phase interférométrique

LA PHASE MESURE L'ASYMÉTRIE d'une source. La figure 8 rappelle, de façon schématique, le principe d'acquisition de franges d'interférences avec un masque interférométrique à deux trous observant dans des conditions idéales une source non-résolue. La figure de diffraction classique d'Airy de largeur  $2.44\lambda/D$  qui serait obtenue si on retirait le masque interférométrique est remplacée par un système de franges d'interférences de période  $\lambda/B$ , où *B* est la distance entre les trous du masque, et s'étalant dans une enveloppe de rayon  $\lambda/h$ , où *h* est le diamètre d'un trou.

Ces franges sont parfaitement contrastées : la source est en effet non-résolue par l'interféromètre et la cohérence entre les deux champs électriques prélevés par les deux ouvertures est totale :  $|\gamma| = 1$ . Ces franges sont également parfaitement symmétriques et centrées sur le détecteur : la source est en effet observée sur l'axe.



UNE SOURCE SUPPLÉMENTAIRE, non-confondue avec la première, produit également son propre système de franges d'interférences. La source étant située hors-axe, ces franges sont décalées par rapport aux précédentes. Cette lumière supplémentaire s'additionne de façon incohérente avec celle déjà présente dans le plan focal : les interfranges originalement parfaitement sombres du cas précédent (voir Figure 8) sont maintenant en partie comblées par la lumière de cette nouvelle source. Les franges, moins contrastées, sont caractérisées par un module de visibilité de valeur intermédiaire :  $0 < |\gamma| < 1$ . La figure 9 présente ce scénario.

En plus de la perte de visibilité, le centre de gravité du système de franges se déplace dans la direction de la position du compagnon, d'une mesure qui dépend du rapport de luminosité entre les deux objets : à ce déplacement du centre de gravité du système de franges, on associe une phase, décrivant (selon l'orientation du système de coordonnées retenu dans l'image) un "retard" ou une "avance" des franges enregistrées par le détecteur.

SI ON NÉGLIGE L'ENVELOPPE qui module les franges, ces dernières

FIGURE 8: Acquisition de franges de Fizeau sur une source non-résolue par l'interféromètre : les franges résultantes sont parfaitement contrastées.



peuvent en effet être décrites par une équation simple qui inclut les informations composant la visibilité complexe :

$$I(x) = I_0 * \left(1 + \mu \cos(kx - \phi)\right), \tag{3}$$

avec *k*, le nombre des franges, imposée par le rapport  $\lambda/B$  où *B* est la distance entre les trous du masque,  $\mu$ , le module de visibilité et  $\phi$  la phase des franges.

ON DEVINE ASSEZ VITE que cette information de phase peut être très facilement corrompue, par exemple par une faible erreur de pointage du télescope, qui va résulter en un décalage du système de franges, absolument indiscernable de celui induit par la présence d'un compagnon. La turbulence atmosphérique, se traduisant par des fluctuations localse de l'indice de réfraction de l'atmosphère, induit un retard stochastique avec, aux longueurs d'onde du visible, une échelle de temps caractéristique de l'ordre de la milli-seconde. La figure 10 illustre cet effet. L'équation 3 doit être modifiée pour réfléter cette réalité :

$$I(x,t) = I_0 * \left( 1 + \mu \cos(kx - \phi + \Delta \varphi(t)) \right), \tag{4}$$

et inclure un terme global de piston instrumental  $\Delta \varphi(t)$ , potentiellement variable dans le temps, qui est inséparable de la phase  $\Phi$  de la source observée. L'information de phase telle qu'elle a été introduite semble tout simplement inutilisable. Pour la recouvrer, il faut avoir recours à une astuce, qui requiert un masque interférométrique à au moins trois ouvertures qui va permettre la construction d'une nouvelle grandeur : la clôture de phase.

### La clôture de phase

UNE TROISIÈME OUVERTURE permet en effet de récupérer une fraction de l'information de phase. La figure 11 illustre l'apport d'une troisième ouverture. Chacune des trois lignes de base interférométrique :  $B_{12}$ ,  $B_{23}$  et  $B_{32}$  donne accès à une mesure de visibilité com-

FIGURE 9: Acquisition de franges de Fizeau sur une source binaire partiellement résolue : les franges résultantes ont une visibilité intermédiaire et une phase non-nulle.



FIGURE 10: Illustration de l'effet du piston induit par l'atmosphère : l'information de phase, déduite de la position du packet de franges (sur la droite) sur le détecteur est décalée à cause du chemin optique supplémentaire introduit par les fluctuaitons de l'indice optique atmosphérique. Voir : http://frantzmartinache.eu/static/ 04\_teaching/interfero\_activity\_

018.html pour une démonstration dynamique de cet effet du piston atmosphérique.



FIGURE 11: Trois ouvertures (ou des télescopes distincts comme en interférométrie longue base) recombinées interférométriquement faisant toutes l'expérience de piston atmosphérique.

plexe, comprenant notamment les phases :  $\Phi(1-2)$ ,  $\Phi(2-3)$  et  $\Phi(3-1)$ . Chacune de ces phases est bien affectée par le problème qui vient d'être mentionné : chaque phase mesurée peut s'écrire comme la somme de la phase de la source astrophysique  $\Phi_O(i-j)$  (l'information à laquelle on souhaite avoir accès) et de la phase instrumentale  $\Delta \varphi_{ij}$  le long de la base correspondante (i, j). C'est le retard de l'onde électromagnétique prélevée par les deux ouvertures i et j qui compose ce "piston" atmosphérique :  $\Delta \varphi_{ij} = \varphi_j - \varphi_i$ . On obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{split} \Phi(1-2) &= \Phi_O(1-2) + (\varphi_1 - \varphi_2) \\ \Phi(2-3) &= \Phi_O(2-3) + (\varphi_2 - \varphi_3) \\ \Phi(3-1) &= \Phi_O(3-1) + (\varphi_3 - \varphi_1). \end{split}$$

CES TROIS PHASES INSTRUMENTALES ne sont pas indépendantes les unes des autres. Il suffit d'additionner ces trois équations pour s'apercevoir que les termes contribuant au piston s'annulent un à un : il est donc possible à partir de trois phases "polluées" par des effets instrumentaux de construire une nouvelle quantité observable, appelée clôture de phase<sup>3</sup> qui est indépendante de ces effets instrumentaux.

C'EST CETTE QUANTITÉ OBSERVABLE qui donne tout son intérêt à l'interférométrie à masque non-redondant : la possibilité de s'affranchir des effets atmosphériques ou de chemin optique non corrigés  R. C. Jennison. A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. MNRAS, 118:276–+, 1958 par de l'optique adaptative située en amont (voir la section suivante) a permis à cette technique d'accomplir de véritables exploits observationnels, défiant les limites conventionnellement acceptées de résolution angulaire.

#### Interférométrie à masque non-redondant

Même s'il offre une grande robustesse à l'encontre des effets instrumentaux, un masque percé de trois petits trous, placé dans un plan conjugué avec la pupille du télescope rend les observations avec ce dernier particulièrement inefficaces. Quatre quantités observables (trois modules de visibilité + une clôture de phase) sont une maigre moisson en comparaison avec l'information qu'il est possible de collecter sur un détecteur typiquement constitué d'un milliard de pixels! Heureusement, il est possible utiliser des masques plus riches, offrant simultanément accès à un plus grand nombre de lignes de bases interférométriques et de clôtures de phase.

LE MASQUE QUE J'AI LE PLUS UTILISÉ est un masque à neuf trous, tel que celui présenté dans la figure 12. L'ajout de trous augmente le nombre de bases interférométriques et permet de former plus de triangles auxquels on va pouvoir associer des clôtures. Un masque à N trous permet de former  $N_B = \frac{N \times (N-1)}{2}$  lignes de base et  $N_C = \frac{(N-1) \times (N-2)}{2}$  triangles indépendants<sup>4</sup>. Le masque à neuf trous permet donc la formation de 36 lignes de base et l'obtention de 28 clôtures de phase indépendantes.



 J. D. Monnier. An Introduction to Closure Phases. In P. R. Lawson, editor, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*, pages 203–+, 2000

FIGURE 12: Exemple de masque interférométrique non-redondant à neuf trous. De gauche à droite : le masque, avec trois ouvertures (et trois bases) mises en évidence; l'interférogramme produit par un tel masque en utilisant un filtre H; la couverture (u, v) correspondante au masque, avec trois points mis en évidence, qui correspondent aux lignes de base du panel de gauche.

POURQUOI NE PAS UTILISER UN MASQUE RICHE comprenant un plus grand nombre de trous? C'est cette question qui a motivé le développement de l'idée de kernel de phase, dont je parlerai dans la troisième partie de ce mémoire. Pour le moment, il me faut exposer l'argumentation classique qui justifie l'utilisation de masques comme celui présenté dans la figure 12. La géométrie qui guide la position des trous n'est en effet pas anodine et est guidée par une contrainte de non-redondance.

### *Un réquisitoire contre la redondance*

Le théorème de Van Cittert Zernike dans la forme qui a été rappelée plus haut nous dit que pour une source astrophysique donnée, la mesure de la cohérence ne dépend pas de la position absolue des ouvertures contribuant à l'interférence mais seulement de leur position relative, explicitée par les traditionnelles coordonnées (u,v) : cela veut dire qu'une autre paire de télescopes identique à la première, simplement translatée n'apporte rien de nouveau et mesure la même visibilité complexe. Un réseau interférométrique qui mesure la même information plusieurs fois est qualifié de **redondant**. Un masque interférométrique tel que celui à neuf trous introduit plus haut est délibérément conçu de façon à être **non-redondant** : chaque paire de trous forme une ligne de base interférométrique qui ne se retrouve qu'une seule fois dans le réseau.



LORSQU'ON COMPARE un masque interférométrique à neuf trous à la pleine ouverture d'un télescope (voir la figure 13), on voit qu'une ligne de base unique dans le cas non-redondant se trouve échantillonnée un très grand nombre de fois lorsque l'ouverture est pleine : en l'absence de masque, on pourra parler de **base interférométrique virtuelle** ou de **fréquence spatiale**. La présence d'une obstruction centrale et de l'ombre de supports portant le miroir secondaire du télescope peuvent altérer les détails de cette observation, mais la tendance est que plus la base virtuelle considérée est courte et plus elle est présente dans la pleine ouverture. Le problème associé à cette redondance est qu'elle est à l'origine d'une confusion supplémentaire qui conduit à une perte de l'information de phase et du module de visibilité.

#### Les conséquences de la redondance

Le mode de recombinaison interférométrique qui a été utilisé jusqu'ici est un mode dit **de Fizeau**, car il réplique le mode de recombinaison historique mis au point en 1870 par ce dernier. Dans ce mode, les interférences produites par toutes les bases interférométriques sont acquises dans un unique plan focal, produisant un inFIGURE 13: Propriété du masque nonredondant : la géométrie guidant la position des trous fait qu'une base interférométrique n'est jamais répétée. En l'absence de masque, cette même base interférométrique est échantillonnée un très grand nombre de fois.

# 20 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

terférogramme tel que celui montré dans le panel central de la figure 12.

DANS LE CAS NON-REDONDANT, le traitement de cet interférogramme est simple : une transformée de Fourier de l'image révèle que l'information échantillonnée par le masque est directement accessible (voir la figure 14). Avec la pupille redondante, l'information est plus difficile à interpréter : les bases interférométriques virtuelles étant majoritairement redondantes, à une coordonnée (u,v) on peut associer la contribution de centaines de bases virtuelles.



Cette situation ne serait pas problématique en l'absence des perturbations instrumentales ou atmosphériques mentionnées plus haut, et qui sont responsables d'une confusion de la phase échantillonnée par chaque base virtuelle. Les amplitudes complexes échantillonnées par une base virtuelle redondante s'additionnent de façon cohérente : à chacune des bases mises en évidence en jaune sur le panel droit de la figure 13 est associé un phaseur, c'est à dire un vecteur dans le plan complexe dont le module est<sup>5</sup> le module de visibilité de la source astrophysique  $|\gamma_0|$  et une phase aléatoire  $\Phi$  affectée par les effets instrumentaux.

DANS LE MODE DE RECOMBINAISON FIZEAU, les contributions de toutes les bases virtuelles identiques sont regroupées : la visibilité complexe associée, enregistrée aux coordonnées (u,v) est le résultat de la somme des phaseurs associés à chaque base virtuelle contribuant à ce point (u,v). La figure 15 illustre ce cas de figure pour une base quatre fois redondante. C'est l'exemple classique du problème de marche aléatoire : on voit que non seulement, la phase de cette somme de phaseurs est aléatoire mais aussi que l'amplitude le devient également.

LA DESTRUCTION DE L'INFORMATION DE COHÉRENCE potentiellement collectable par un télescope observant de façon classique<sup>6</sup> est FIGURE 14: Comparaison par étape de l'imagerie classique "pleine ouverture" (rangée du haut) et de l'imagerie avec masque interférométrique nonredondant (rangée du bas). De gauche à droite, sont systématiquement présentés : (à gauche) la pupille utilisée, (au centre) un exemple d'image produite par cette pupille et (à droite), une vue 3D de la MTF (fonction de transfert en modulation, équivalente à un module de visibilité dans le contexte de l'interférométrie). A l'examen de cette MTF, on remarque, dans le cas "pleine ouverture" qu'au delà d'une certaine fréquence spatiale (dépendant des propriétés du miroir d'optique adaptative utilisé pour les observations), cette MTF présente des structures inattendues, entièrement attribuables aux résidus de correction adaptative. Dans le cas nonredondant, cette MTF est en comparaison, particulièrement propre. C'est cette propriété des masques non-redondants qui en fait l'intérêt principal.

5. en l'absence de scintillation seulement

6. c'est à dire, non masquée



FIGURE 15: Somme de cinq phaseurs aléatoires dans le plan complexe : le résultat de cette somme est lui même aléatoire. Dans un tel cas, non seulement la phase mais également l'amplitude, associée au module de visibilité sont perdus.

le résultat d'un processus en deux étapes :

- la turbulence atmosphérique et la phase instrumentale détruisent l'information de phase en introduisant un terme de piston aléatoire.
- 2. la redondance des bases interférométriques virtuelles présentes dans la pupille du télescope achève cette corruption de l'information en détruisant l'information du module de visibilité.

Cette amplitude complexe aléatoire dans le plan focal se manifeste par la présence de tavelures ou speckles dans l'image. En combinant de nombreuses images speckles traitées dans l'espace de Fourier, il est possible de regagner accès au module de visibilité, tel que mis en oeuvre dans l'interférométrie des speckles originale 7. Par comparaison, un masque non-redondant placé dans la pupille d'un télescope permet cependant à partir d'une seule image, de sauver une grande fraction de l'information incluant la phase. Le masque à neuf trous présenté plus haut donne instantanément accès à 36 modules de visibilité et 28 clôtures de phase, ce qui comparé à l'interférométrie optique longue base<sup>8</sup> est un mode d'observation finalement très efficace. La clôture de phase présente des caractéristiques qui la rendent très attractive : la possibilité de s'affranchir des effets atmosphériques lorsqu'on observe depuis le sol et d'éventuels défauts optiques lorsqu'on observe depuis l'espace ont rendu cette technique d'interférométrie à masque non-redondant particulièrement populaire. Des masques non-redondants sont en effet aujourd'hui disponibles dans la grande majorité des instruments d'imagerie haute résolution. Un masque non-redondant (voir la figure 16) fait même désormais partie des fonctionnalités affichées de l'instrument NIRISS qui ira dans l'espace à bord du JWST9.

# Acquisition et analyse des données

La méthode d'acquisition de données interférométriques ressemble à celle des images conventionnelles acquises avec optique adaptative



FIGURE 16: Prototype de masque nonredondant à sept trous qui fera partie des modes d'observation de l'instrument NIRISS, à bord du JWST.

 A. Labeyrie. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. A&A, 6:85, May 1970

8. Les instruments combinant simultanément quatre télescopes au VLTI sont en cours d'installation

 A. Sivaramakrishnan, D. Lafrenière, K. E. S. Ford, B. McKernan, A. Cheetham, A. Z. Greenbaum, P. G. Tuthill, J. P. Lloyd, M. J. Ireland, R. Doyon, M. Beaulieu, A. Martel, A. Koekemoer, F. Martinache, and P. Teuben. Nonredundant Aperture Masking Interferometry (AMI) and segment phasing with JWST-NIRISS. In Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, volume 8442 of Proc. SPIE, page 84422S, Sept. 2012

# 22 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

dans un petit champ (de l'ordre de la seconde d'arc). Prenant en compte la faible transmission du masque, le temps d'intégration doit être optimisé de façon à ce que les franges de l'interférogramme (voir panneau central de la figure 14) soient correctement échantillonnées (trade-off avec le bruit de lecture du détecteur) sans aucune saturation. Pour que l'image puisse être interprétée dans l'espace de Fourier, il est en effet essentiel que la relation de convolution de l'équation 1 soit strictement vérifiée. Cela exclut donc l'utilisation de masques coronagraphiques. On privilégie autant que possible un temps d'intégration court, de façon à se placer le plus près possible du régime "frozen phase-screen" pour lequel la variance temporelle du front d'onde est minimale. Comme pour des acquisitions noninterférométriques, les interférogrammes sont ensuites corrigés du "dark" et du "flat field"





LE RAPPORT ENTRE LA PLUS COURTE ET LA PLUS LONGUE DES BASES INTERFÉROMÉTRIQUES couvertes par le masque impose la taille du champ utile de ce masque : si la ligne de base la plus longue est en général comparable à un diamètre de la pupille original et donnant donc une résolution angulaire  $\lambda/D$ , la plus petite est pour les masques utilisés, typiquement quatre fois plus courte (voir par exemple le prototype du masque de NIRISS présenté en figure 16), ce qui va correspondre à un champ utile de taille  $4\lambda/D$ . Avant d'être interprété dans le domaine de Fourier, chaque interférogramme est recentré et multiplié par une fonction apodisante, de rayon caractéristique  $r_0$  ajusté au champ utile suivant une loi :

$$f(r) = \exp\left(-(r/r_0)^4\right),$$
 (5)

appelée super-Gaussienne (voir figure 17) et dont le but est de filtrer les parties de l'image contenant peu de signal mais pouvant introduire des biais dans la transformée de Fourier. CES DONNÉES ACQUISES SUR LA CIBLE D'INTÉRÊT doivent être étalonnées par l'observation d'une ou préférentiellement de plusieurs étoiles non-résolues, n'appartenant pas à des systèmes multiples, de type spectral et de luminosité comparable à la cible d'intérêt (pour ne pas changer le régime de fonctionnement de l'optique adaptative) et situées dans une région du ciel suffisamment proche, en particulier en élévation (air-mass comparable) qui limite l'apparition d'effets systématiques non-contrôlés. L'acquisition de clôtures de phase sur plusieurs sources de calibration permet de construire un jeu de clôtures étalon, qui sont ensuite soustraites des mesures enregistrées sur l'étoile cible, comme on le fait en interférométrie longue base. Ces clôtures de phase étalonnées (voir l'exemple présenté dans la Figure 18) sont ensuite à interpréter.



FIGURE 18: Exemple de clôtures de phase calibrées, acquises sur l'étoile GJ 164 dans un filtre  $K_S$  (autour de 2  $\mu$ m) avec le masque à neuf trous installé dans une roue de l'instrument PHARO sur le télescope de Hale du Mont Palomar.

LES CLÔTURES DE PHASE SONT DES QUANTITÉS ABSTRAITES, qui encodent le degré d'asymétrie de la cible observée dans une direction dépendant du triangle de clôture considéré (voir la figure 12). Un objet parfaitement symétrique comme une étoile unique nonrésolue ou une binaire de contraste de luminosité 1 : 1 présentera des clôtures de valeur alternant entre o° et 180° mais pas de valeurs intermédiaires. L'exemple de la figure 18 montre que GJ 164 dévie significativement de ce genre d'objet. Pour aller au delà de ce simple constat, il va falloir tester des hypothèses de complexité croissante sur la nature de l'objet : compagnon, système triple, étoile résolue à tâches, rotateur rapide... et tester ces hypothèses.

NOTRE CONNAISSANCE A PRIORI DES OBJETS NOUS GUIDE : dans le cas de GJ 164, l'étoile principale est une naine M, située à environ 14 pc et qui n'est donc pas résolue par l'ouverture de 5 m du télescope de Hale, ce qui laisse les modèles multiples comme de plausibles interprétations des clôtures de phase. Le modèle binaire, le plus simple (trois paramètres : séparation angulaire  $\rho$ , angle de position  $\theta$  et contraste de luminosité *c*) et par conséquent le plus plausible permet, une fois ajusté, de très bien reproduire les clôtures effectivement enregistrées (voir encore une fois la figure 18).



## *Limites de détection et erreurs systématiques*

Par construction, la clôture se présente comme une quantité observable non-biaisée : l'exemple présenté plus haut, de clôtures acquises au télescope et comparées à des clôtures correspondant à un modèle paramétrique est une illustration convaincante. Avec de tels observables, les erreurs statistiques associées aux mesures individuelles se moyennent en suivant le théorème central limite : l'incertitude suit une loi en  $1/\sqrt{N}$  et il suffit d'augmenter le nombre N de mesures pour atteindre un niveau de précision, et donc de contraste, donné. La figure 19 résume le résultat d'observations en bande L avec l'instrument NIRC2 du télescope Keck. Pour aucun des six objets représentés, membres des associations jeunes à fort mouvement apparent <sup>10</sup> comme  $\alpha$  Persei, AB Doradus et  $\beta$ -Pictoris, un compagnon n'a été détecté.

Les clôtures de phase étalonnées, et les incertitudes qui leur sont associées peuvent quand même servir dans une simulation de type Monté Carlo pour déterminer, à un niveau de confiance donné, les propriétés des compagnons qu'on aurait pû détecter dans l'espace séparation angulaire - contraste couvert par les observations. Ainsi, le panneau de droite de la figure 19 présente sur un même graphe, une série de courbes indiquant les limites de détection. On voit que les limites de détection en contraste (3- $\sigma$ ) tournent autour de six magnitudes, ce qui en échelle linéaire, correspond à un contraste de ~ 1 : 250.

LA SENSIBILITÉ REPORTÉE est assez représentative des performances moyennes de la technique. Les relevés <sup>11 12</sup> des associations Scorpius - Centaurus ou Taurus-Auriga, principalement conduits dans les bandes H et K, rapportent des limites de détection similaires. FIGURE 19: (a) Interférogramme produit par un masque à 9 trous, en bande L ( $\lambda = 3.6 \ \mu$ m), sur l'étoile HD 187748 observée depuis Keck avec NIRC2 le 26 juin 2008. (b) Le spectre de puissance de cette image, révélant les fréquences spatiales auxquelles le masque donne accès. (c) Limites de détection en contraste enregistrées pour les six objets observés lors de la même nuit, entre 5.5 et 6.5 magnitudes pour une séparation angulaire allant de 50 à 250 millisecondes d'arc.

 T. M. Evans, M. J. Ireland, A. L. Kraus, F. Martinache, P. Stewart, P. G. Tuthill, S. Lacour, J. M. Carpenter, and L. A. Hillenbrand. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. III. Young Moving Groups. ApJ, 744:120, Jan. 2012

- A. L. Kraus, M. J. Ireland, F. Martinache, and J. P. Lloyd. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. I. Upper Scorpius. ApJ, 679:762–782, May 2008
- A. L. Kraus, M. J. Ireland, F. Martinache, and L. A. Hillenbrand. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. II. Multiple Star Formation in Taurus-Auriga. ApJ, 731:8, Apr. 2011

Moyenner plus de données pour réduire les incertitudes associées aux clôtures de phase atteint en pratique une limite, qui se manifeste par la présence d'une erreur systématique qui biaise les mesures de clôture.

Cette erreur systématique est invoquée dans l'interprétation des clôtures de phases  $\hat{\phi}_i$  et des incertitudes  $\sigma_i$  qui leur sont associées. Le critère d'adéquation au modèle paramétrique binaire  $f(a, \theta, c)$ , est un critère de  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 \equiv \sum_i \frac{(\hat{\phi}_i - f_i(a, \theta, c))^2}{\sigma_i^2},\tag{6}$$

qui si toutes les incertitudes étaient contrôlées, devrait trouver un minimum égal à  $\nu - 1$ , ou  $\nu$  est le nombre de degrés de liberté (nombre total de mesures de clôtures moins le nombre de paramètres) du modèle. En pratique, malgré une très bonne adéquation apparente entre les données et le modèle (voir la figure 18), le  $\chi^2$  réduit est bien supérieur à 1, suggérant que les incertitudes mesurées à partir de différentes réalisations du vecteur  $\hat{\phi}$  sont sous-évaluées. La solution retenue jusqu'ici a été de rajouter, au dénominateur de l'équation 6, un terme d'erreur systématique  $\sigma_S$ , s'ajoutant en quadrature à l'incertitude, dont la magnitude est ajustée pour produire lors de son meilleur ajustement, un  $\chi^2$  réduit proche de 1 :

$$\chi^2 \equiv \sum_i \frac{(\hat{\phi}_i - f_i(a, \theta, c))^2}{\sigma_i^2 + \sigma_S^2}.$$
(7)

À L'HEURE DE LA RÉDACTION DE CE DOCUMENT, l'origine exacte de ces erreurs systématiques reste mystérieuse. La technique est utilisable et utilisée sur plusieurs instruments, qui présentent tous des comportements différents, les données NIRC2 étant par exemple beaucoup plus sensibles à l'étape de calibration que ne le sont celles de PHARO, ce comportement étant sans doute dû à la position exacte du masque non-redondant par rapport à la conjugaison du plan pupille de l'instrument. Je pense que la résolution définitive de cette question de l'origine des erreurs systématiques et la mise en oeuvre de procédures permettant de s'en affranchir requièrent un travail important, mêlant analyse de données réelles, simulation numérique et expérimentation en laboratoire. Cette question reste en partie en suspens. J'y reviendrai dans la troisième partie de ce document : ceci fait en effet partie des questions auxquelles, dans un cadre plus large, le projet KERNEL souhaite apporter des réponses.

LA QUESTION N'A CEPENDANT PAS ÉTÉ ÉVITÉE et a motivé la mise en oeuvre de plusieurs chantiers dont les conclusions ne sont que partielles. J'ai ainsi vers la fin de mon séjour à Cornell, commencer à implémenter une solution permettant de faire du filtrage spatial à Palomar. Une source possible des erreurs systématiques sur les clôtures de phase étant que les trous des masques non-redondants ne sont pas infiniment petits, ce qui fait que la condition de non-redondance



FIGURE 20: Schéma de principe de filtrage spatial simple, exploitant l'architecture de l'instrument PHARO qui donne accès à un plan focal intermédiaire avant le passage par le masque non-redondant. Ce filtre a été installé et testé au télescope entre 2007 et 2008.

n'est en réalité pas strictement vérifiée. Une solution définitive aurait été d'inclure un filtrage par trou, un peu à la manière de ce qui est désormais mis en oeuvre dans un instrument comme FIRST <sup>13</sup>. J'ai à cet effet commencé à me former aux techniques de nano-fabrication accessibles à Cornell. En parallèle, j'ai tenté d'exploiter l'architecture de l'instrument PHARO qui offre accès à un plan focal avant de passer par le masque non-redondant : un filtre spatial unique constitué (voir la figure 20) d'un trou de diamètre  $12\lambda/D$  dans une plaque métallique, couplant un peu plus que le champ utile du masque mais lissant malgré tout le contenu à hautes fréquences spatiales du front d'onde à l'échelle d'un trou.



Ce masque a été installé dans l'instrument et a été testé dans des conditions d'observation non-idéales. Devenant plus ambitieux dans nos objectifs astrophysiques, le cadre était celui d'un programme de suivi de naines brunes L et M qui sont des objets faibles (magnitude en bande J comprises entre 13 et 15) et qui ont donc nécessité l'utilisation d'optique adaptative avec étoile guide artificielle laser (LGS), avec une correction adaptative médiocre (Strehl ~ 5 - 10 %). En pratique, il a été difficile <sup>14</sup>, de tirer avantage des propriétés de filtrage de ce masque : des variations de la position de la source à l'intérieur du filtre spatial lors du passage d'une source à une autre se sont traduits par des effets systématiques beaucoup plus difficiles à traiter. Etant donné que cette implémentation reproduit l'effet global de la fonction d'apodisation décrite plus haut qu'on applique en post-processing sans le problème de l'alignement relatif du masque phy-

 G. Perrin, S. Lacour, J. Woillez, and É. Thiébaut. High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping. MNRAS, 373:747–751, Dec. 2006

FIGURE 21: Schéma conceptuel pour un masque non-redondant incluant un filtrage spatial par trou, dont la fabrication était envisagée, en utilisant le laboratoire de nanofabrication de Cornell.

 D. Bernat, F. Martinache, M. Ireland, P. Tuthill, and J. Lloyd. The Use of Spatial Filtering with Aperture Masking Interferometry and Adaptive Optics. ApJ, 756:8, Sept. 2012 sique, cette approche n'a pas été poussée plus loin. Mon départ de Cornell a laissé de côté le chantier de mise en oeuvre d'un masque non-redondant intégrant un filtrage spatial beaucoup plus agressif par sous-ouverture (voir la figure 21) à la FIRST.

APRÈS L'ANNONCE DE LA DÉCOUVERTE d'un compagnon planétaire en orbite autour de l'étoile  $\beta$ -Pictoris <sup>15</sup>, une tentative d'observation de cet objet depuis Keck m'a sensibilisé à l'effet de la réfraction atmosphérique différentielle ( $\beta$ -Pic étant depuis Hawaii dans le meilleur des cas, seulement 20° au dessus de l'horizon) comme source plausible d'erreurs systématiques dans les clôtures. Pour référence, j'inclus donc dans ce mémoire, une note de recherche écrite vers 2009 et non-publiée. Cette note rassemble des résultats de simulation de l'effet de la réfraction atmosphérique et propose une procédure de calibration des données qui permet de s'en affranchir.

## *Conclusion et publications*

Même si son utilisation reste limitée à des contrastes modérés, l'interférométrie des masques non-redondants continue d'ouvrir un accès à une région de l'espace des paramètres serré sur les très faibles séparations angulaires (entre 0.5 et 4  $\lambda/D$ ), qui n'est encore que très partiellement couvert par les observations coronographiques. La seconde partie de ce mémoire présentera le travail que j'ai mis en place dans le cadre du projet SCExAO pour qu'un instrument imageur coronographique puisse commencer à sonder efficacement ce régime de séparation.

LES ERREURS SYSTÉMATIQUES présentes dans l'analyse des données d'interférométrie à masque non-redondant conservent une part d'inconnue, malgré les éléments d'information apportés par les investigations évoquées plus haut. A l'heure actuelle, la contribution la plus importante à ces systématiques semble être la variance temporelle de la phase <sup>16</sup>. Un des objectifs du travail expérimental couvert dans le cadre du projet KERNEL qui généralise beaucoup des idées évoquées dans ce chapitre permettra, c'est mon ambition, d'affiner notre compréhension de ces systématiques et de proposer des moyens de s'en affranchir.

POUR CONCLURE CETTE SECTION DU MANUSCRIT, je présente deux articles dont je suis premier auteur, décrivant deux systèmes binaires d'étoiles naines de type spectral M : GJ 623 et GJ 164<sup>17</sup>. Pour ces objets, on voit que les observations interférométriques faites depuis les télescopes de Palomar et de Keck qui résolvent le compagnon binaire, apportent des contraintes très fortes <sup>18</sup> sur les paramètres orbitaux et les propriétés physiques qui en sont déduites. Combinées à des observations astrométriques dans le cas de GJ 164<sup>19</sup> ou de vélocimétrie radiale dans le cas de GJ 623<sup>20</sup>, ces mesures interférométriques ont conduit à des estimations à la fois précises et justes,

A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy,
 G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich,
 A. Boccaletti, D. Gratadour, D. Rouan,
 D. Mouillet, S. Lacour, and M. Kasper.
 A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris. *Science*, 329:57–, July 2010

 M. J. Ireland. Phase errors in diffraction-limited imaging: contrast limits for sparse aperture masking. MN-RAS, 433:1718–1728, Aug. 2013

- G. Torres. Substellar Companion Masses from Minimal Radial Velocity or Astrometric Information: a Monte Carlo Approach. PASP, 111:169–176, Feb. 1999
- F. Martinache, B. Rojas-Ayala, M. J. Ireland, J. P. Lloyd, and P. G. Tuthill. Visual Orbit of the Low-Mass Binary GJ 164 AB. ApJ, 695:1183–1190, Apr. 2009
- F. Martinache, J. P. Lloyd, M. J. Ireland, R. S. Yamada, and P. G. Tuthill. Precision Masses of the Low-Mass Binary System GJ 623. ApJ, 661:496–501, May 2007

<sup>17.</sup> Ces objets font partie du catalogue Gliese-Jahreiss qui répertorie les objets faisant partie du voisinage Solaire (distance inférieure à 25 pc).

28 repousser les limites de la diffraction pour l'astronomie à haute résolution angulaire

des masses dynamiques des membres de ces associations.

IF YOU WANT TO PLAY IT SAFE ALL THE TIME, GO JOIN AN INSURANCE COMPANY.

ANDY WEIR, THE MARTIAN

# Le projet SCExAO

# Imagerie directe des planètes extrasolaires

L'observation en mode interférométrique à masque non redondant requiert des images non-saturées. Dès qu'une des sources du champ pointé sature localement le détecteur, l'image ne peut en effet plus exactement être décrite comme le résultat d'un produit de convolution (voir equation 1), ce qui en rend l'analyse par transformée de Fourier inutile. Le potentiel de détection à haut contraste de cette approche est donc fortement contraint par la dynamique du détecteur utilisé. En pratique, avec des limites de détection en contraste de six magnitudes (de l'ordre de  $2 \times 10^{-3}$ ), les chances d'observer des planètes extrasolaires avec cette technique restent limitées à l'observation d'objets particulièrement jeunes, tels que le candidat compagnon planétaire dans le voisinage de l'étoile de type T-Tauri LkCa 15, membre de l'association Tau-Aur<sup>21</sup>, à une distance orbitale d'environ 15 UA (voir la figure 22). Pour devenir sensible à la présence de compagnons à plus haut contraste, il faut changer d'approche et rajouter des optiques qui vont permettre de changer de gamme de dynamique. La contrepartie est que l'on ne peut (pour le moment) alors plus bénéficier des propriétés auto-étalonnées d'observables comme les clôtures de phase.

LA DÉTECTION DIRECTE PAR IMAGERIE DES EXOPLANÈTES reste pour le moment une contribution mineure au grand nombre de découvertes qui ont été faites depuis 1995 (73 sur 3541). La difficulté est due au fait qu'en plus de résolution angulaire, ce type de détection requiert une très grande dynamique, entre  $10^{-6}$  et  $10^{-10}$  selon les applications, qui reste encore un véritable challenge technologique. Si l'on regarde comment sont distribués les demi-grand axes des ~2000 planètes pour lesquelles il est connu, ce qui est présenté dans la figure 23, on voit que, malgré les biais observationnels de la vélocimétrie radiale et des transits photométriques, l'immense majorité des planètes attendues sont sur des orbites inférieures à 10 UA. Ceci suggère que pour maximiser le retour scientifique des campagnes d'observation de planètes extrasolaires, il faut mettre en oeuvre des solutions techniques permettant de sonder à haut contraste les très faibles séparations angulaires.

Les images spatialement résolues de ces exoplanètes permettent

A. L. Kraus and M. J. Ireland. LkCa
 A Young Exoplanet Caught at Formation? ApJ, 745:5, Jan. 2012



FIGURE 22: Image interférométrique de LkCa 15. A gauche : image submillimétrique, révélant la présence d'un disque. A droite : image IR (bande K (bleu) et L (rouge) de la partie intérieure du disque. Les structures persistantes observées dans ces images suggèrent l'existence d'un compagnon planétaire en cours d'accrétion.

d'aller au delà de la détection d'objets : une unique image offre en effet la possibilité d'appréhender une ou plusieurs planètes comme éléments constituants d'un système (voir des exemples en figure 24). La possibilité d'isoler la contribution lumineuse d'un compagnon planétaire dans une image permet enfin d'envisager en faire une analyse spectroscopique, qui nous permettra de statuer sur l'environnement physique que leurs éventuelles surfaces offrent. Bien que l'interférométrie couvre finalemant assez bien le domaine de séparation angulaire correspondant au gros de la distribution des demigrand axes, on sait qu'en pratique, avec des limites de détection en contraste de six magnitudes (de l'ordre de  $2 \times 10^{-3}$ ), les chances d'observer des planètes extrasolaires avec cette technique restent limitées à l'observation d'objets particulièrement jeunes, tel que LkCa 15.

#### La coronographie

LA CORONAGRAPHIE S'IMPOSE rapidement comme l'alternative logique à l'interférométrie pour atteindre le haut contraste. La coronographie est maintenant une technique bien comprise, qui a considérablement évolué depuis le design original de Lyot, initialement adapté à l'observation de l'environnement Solaire et qui se décline aujourd'hui en un large panel de variantes, tels que l'APLC (Coronographe de Lyot à Pupille Apodisée), le PIAA<sup>22</sup> (Phase Induced Amplitude Apodization) dont il sera plusieurs fois question dans ce chapitre, et le coronographe vecteur-Vortex<sup>23</sup>. Le coronographe idéal est un système optique qui supprime l'intégralité de la lumière d'une source placée sur l'axe et laisse passer l'intégralité de la lumière des sources situées au delà d'une limite de séparation angulaire qui dépend de la solution technique retenue<sup>24</sup>. Cette limite, appelée IWA (Inner Working Angle), au vu des propriétés anticipées des planètes à imager, a intérêt à être aussi petite que possible. La position exacte de cette limite (conventionnellement placée lorsque la transmission atteind 50 % de son maximum), va dépendre du niveau de contraste offert par le coronographe, des spécificités de la pupille de l'instrument et de la largeur de la bande spectrale couverte.

La coronographie, de façon générale, est fortement dépendante de la qualité de la surface d'onde qui l'alimente : l'extinction coronagraphique haute performance n'est en effet possible que si le contrôle de front d'onde garantit que la lumière de la source à atténuer est bien dirigée vers les fonctions actives du système optique, en particulier le masque focal : toute aberration résiduelle se manifeste par de la lumière diffractée à l'extérieur du coeur de la PSF, qui n'est plus interceptée par le masque plan focal. Ainsi, s'il est possible sur le papier de concevoir un système optique avec une atténuation de 10 à 11 ordres de grandeur, garantir la performance de ce système en condition d'observation depuis le sol reste un challenge auquel les instruments récents ont seulement partiellement répondu.



FIGURE 23: Distribution des demi-grand axes des orbites des planètes extrasolaires connues à la mi-novembre 2016. L'axe horizontal, en échelle logarithmique, couvre un domaine allant de  $10^{-2}$  à  $10^4$  UA.

- O. Guyon. Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. A&A, 404:379–387, June 2003
- 23. D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey, and D. Shemo. The Vector Vortex Coronagraph: Laboratory Results and First Light at Palomar Observatory. ApJ, 709:53–57, Jan. 2010
- O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, and S. T. Ridgway. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. ApJS, 167:81–99, Nov. 2006

PLUSIEURS INSTRUMENTS SOL DÉDIÉS À L'IMAGERIE DIRECTE de planètes et de disques sont maintenant en service <sup>25 26</sup>. Deux gros projets en particulier : le "Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch" (SPHERE) au VLT et le "Gemini Planet Imager" (GPI) sur Gemini Sud , occupent majoritairement le paysage scientifique de cette communauté. D'autres projets comme P1640 à Palomar <sup>27</sup> et l'instrument "Subaru Coronagraphic eXtreme Adaptive Optics" (SCExAO) <sup>28</sup>, complémentent ces poids lourds par une approche plaçant la R&D au coeur de la philosophie de projet. La recette de fabrication de GPI et SPHERE a respecté une architecture très rationnelle, extrapolant le modèle de la génération précédente d'instruments imageurs post-OA, qui sépare deux fonctions distinctes :

- une boucle de contrôle de front d'onde de haut ordre (dite adaptive optique extrême - ou XAO) dont la fonction est de stabiliser et d'améliorer la qualité de la surface d'onde, grâce aux informations produites par un analyseur de surface d'onde dédié.
- une caméra d'imagerie haut contraste (équipée d'un ou plusieurs coronographes) dont le rôle est d'atténuer la source brillante sur l'axe et de révéler les structures faibles dans son voisinage direct.

Les incroyables images produites par ces instruments (voir figure 24) ayant conduit à la découverte de disques et de compagnons en orbite autour d'étoiles jeunes, semblent valider le modèle de conception. Il faut cependant rappeler que ces images, avec un contraste effectif de l'ordre de  $\sim 10^6$  sont des produits qui ont bénéficié de traitements *a posteriori* sophistiqués permettant de regagner environ deux ordres de grandeur en contraste : les images brutes de ces instruments restent, malgré le contrôle de front d'onde par la boucle XAO et le coronographe, généralement spécifié pour un contraste brut plus élevé, encore essentiellement dominées par des speckles et structures de diffraction non-filtrées.

SEUL UN PETIT NOMBRE DE PLANÈTES réunit les conditions de masse, d'âge, de séparation orbitale et de distance à notre système Solaire, pour pouvoir être directement imagées aujourd'hui avec de telles performances. Malgré tout, grâce aux grands diamètres des télescopes d'aujourd'hui et de demain, les instruments au sol n'ont pas encore épuisé le filon. Je vais, dans la suite de ce chapitre, défendre l'idée qu'une amélioration significative des performances brutes des instruments est possible aujourd'hui, si le modèle de conception intègre mieux ensemble les fonctions de contrôle de surface d'onde et d'imagerie haut contraste. Cette meilleure intégration, se traduisant par un contrôle du front d'onde utilisant en plus de la XAO, le feedback de l'image focale scientifique, a fait l'objet de mon travail de R&D sur l'instrument SCExAO.

- 25. J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Berton, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, R. Gratton, N. Hubin, M. Kasper, M. Langlois, C. Moutou, L. Mugnier, J. Pragt, P. Rabou, M. Saisse, H. M. Schmid, E. Stadler, M. Turrato, S. Udry, R. Waters, and F. Wildi. SPHERE: A 'Planet Finder' Instrument for the VLT. *The Messenger*, 125, Sept. 2006
- 26. B. Macintosh, J. R. Graham, P. Ingraham, Q. Konopacky, C. Marois, M. Perrin, L. Poyneer, B. Bauman, T. Barman, A. S. Burrows, A. Cardwell, J. Chilcote, R. J. De Rosa, D. Dillon, R. Doyon, J. Dunn, D. Erikson, M. P. Fitzgerald, D. Gavel, S. Goodsell, M. Hartung, P. Hibon, P. Kalas, J. Larkin, J. Maire, F. Marchis, M. S. Marley, J. Mc-Bride, M. Millar-Blanchaer, K. Morzinski, A. Norton, B. R. Oppenheimer, D. Palmer, J. Patience, L. Pueyo, F. Rantakyro, N. Sadakuni, L. Saddlemyer, D. Savransky, A. Serio, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, I. Song, S. Thomas, J. K. Wallace, S. Wiktorowicz, and S. Wolff. First light of the Gemini Planet Imager. Proceedings of the National Academy of Science, 111:12661-12666, Sept. 2014
- 27. B. R. Oppenheimer, C. Beichman, D. Brenner, R. Burruss, E. Cady, J. Crepp, L. Hillenbrand, S. Hinkley, E. R. Ligon, T. Lockhart, I. Parry, L. Puevo, E. Rice, L. C. Roberts, J. Roberts, M. Shao, A. Sivaramakrishnan, R. Soummer, G. Vasisht, F. Vescelus, J. K. Wallace, C. Zhai, and N. Zimmerman. Project 1640: the world's first ExAO coronagraphic hyperspectral imager for comparative planetary science. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 8447 of Society of Photo-**Optical Instrumentation Engineers (SPIE)** Conference Series, July 2012
- F. Martinache, 28. N. Jovanovic, O. Guyon, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, V. Garrel, K. Newman, D. Doughty, J. Lozi, J. Males, Y. Minowa, Y. Hayano, N. Takato, J. Morino, J. Kuhn, E. Serabyn, B. Norris, Tuthill, G. Schworer, P. Stewart, P. L. Close, E. Huby, G. Perrin, S. Lacour, L. Gauchet, S. Vievard, N. Murakami, F. Oshiyama, N. Baba, T. Matsuo, J. Nishikawa, M. Tamura, O. Lai, F. Marchis, G. Duchene, T. Kotani, and J. Woillez. The Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics System: Enabling High-Contrast Imaging on Solar-System Scales. PASP, 127:890-910, Oct. 2015

# 34 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE



FIGURE 24: Etat de l'art de l'imagerie des exoplanètes avec optique adaptative extrême : les systèmes HR 8799, HD95086 et 51 Eri hébergent un ou plusieurs compagnons planétaires de masse comprise entre cinq et dix fois la masse de Jupiter. Pour ces images, qui sont le résultat de traitement à posteriori de type imagerie différentielle angulaire, la limite de détection en contraste est de l'ordre de  $10^{-6}$ .

# SCExAO

Contrastant avec des projets construits par des consortia, un projet indépendant développé par un groupe de trois semi-permanents et d'étudiants au Subaru Telescope, a pu faire sourire : c'est pourtant cette perspective qui m'a fait, après trois ans passés à Cornell, retourner travailler au Subaru Telescope, pour mettre au point ce qui est aujourd'hui l'instrument SCExAO (Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics), en service au foyer Nasmyth infrarouge du Subaru Telescope.

La spécificité du projet SCExAO a été d'offrir un environnement de R&D appliqué, centré sur la mise à disposition d'un instrument modulaire et évolutif, utilisant le retour d'expérience des observations et les progrès continus de la technologie pour améliorer ses performances. Ce mode de fonctionnement est très différent de l'approche qui fait norme aujourd'hui, basée sur la définition d'un cahier des charges figé aux fonctions réparties par un consortium, en réponse à un appel d'offre spécifique. Alors que ce modèle est certainement justifié lorsqu'il s'agit de fabriquer un outil de production scientifique de masse sur un créneau ne présentant que très peu d'inconnues, le retour d'expérience des projets XAO tend à valider le parti pris de SCExAO.

En effet, l'incroyable qualité de la correction apportée par les systèmes XAO (voir la figure 24, extraite de <sup>29</sup>) a permis de mettre en



FIGURE 25: Logo de l'instrument SCExAO

29. B. P. Bowler. Imaging Extrasolar Giant Planets. **PASP**, 128(10):102001, Oct. 2016 évidence plusieurs effets instrumentaux indésirables jusque là invisibles, induits par l'observatoire lui même, et qui imposent à l'instrument haut contraste, un changement de stratégie pour pouvoir s'en affranchir :

- la persistence d'aberrations induites par les flexions mécaniques dans le télescope couplés à la diffraction induite par les multiples optiques, conduit à l'apparition de speckles quasi-statiques dans les images.
- des imprécisions et de l'hystérèse <sup>30</sup> dans l'entraînement mécanique des télescopes, se matérialisant par des élongations de la PSF (vibrations), en particulier au moment du transit et près du zénith.
- l'apparition d'aberrations<sup>31</sup> induites par de forts gradients de température près de la structure porteuse du miroir secondaire des télescopes, particulièrement visibles lorsque le vent tombe, un phénomène appelé "low-wind effect" (LWE).
- les aberrations résiduelles de bas-ordre, auxquelles l'optique adaptative amont n'est pas optimalement sensible mais qui affectent fortement la réjection coronographique, en particulier aux faibles séparations.
- les imperfections dans le contrôle de l'infrastructure comme les compensateurs de réfraction atmosphérique différentielle (ADC)<sup>32</sup>, qui se traduit par une PSF allongée.

A CES EFFETS MAINTENANT CONNUS, on peu s'attendre à devoir se confronter, à chaque amélioration des performances, à des détails encore non complètement pris en considération : différence entre longueur d'onde de l'analyse de surface d'onde et celle de l'image ; retard systématiques de correction résultant en l'apparition de speckles non seulement persistants, mais aussi incohérents, conduisant à des biais de détection. La caractéristique commune de ces effets est qu'ils échappent à la structure de contrôle de surface d'onde, parce qu'ils sont à la marge du régime spécifique de fréquence spatiale et temporelle pour lesquels l'analyseur de surface d'onde a été optimisé. La faible sensitivité intrinsèque à ces modes, combinée au problème de chemin optique non-commun, encourage à utiliser l'image scientifique comme outil de diagnostic.

SI ON VEUT ALLER AU DELÀ DE CET EXISTANT, on ne peut plus se permettre de considérer séparement les fonctions de contrôle de front d'onde et d'imagerie haut contraste, qu'il faut au contraire intégrer en une seule fonction spécifique. Le fil directeur de mon travail de R&D sur SCExAO, a été, autant que faire se peut, de développer les techniques pratiques qui utilisent directement l'image produite par le détecteur scientifique pour contrôler le miroir déformable qui contrôle la surface d'onde. Mon ambition sur le long terme est de pousser cette idée à son paroxysme et d'arriver à un système d'op-

- 30. J. Lozi, O. Guyon, N. Jovanovic, G. Singh, S. Goebel, B. Norris, and H. Okita. Characterizing and mitigating vibrations for SCExAO. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of **Proc. SPIE**, page 99090J, July 2016
- 31. J.-F. Sauvage, T. Fusco, M. Lamb, J. Girard, M. Brinkmann, A. Guesalaga, P. Wizinowich, J. O'Neal, M. N'Diaye, A. Vigan, D. Mouillet, J.-L. Beuzit, M. Kasper, M. Le Louarn, J. Milli, K. Dohlen, B. Neichel, P. Bourget, P. Haguenauer, and D. Mawet. Tackling down the low wind effect on SPHERE instrument. In *Adaptive Optics Systems* V, volume 9909 of **Proc. SPIE**, page 990916, July 2016
- 32. P. Pathak, O. Guyon, N. Jovanovic, J. Lozi, F. Martinache, Y. Minowa, T. Kudo, H. Takami, Y. Hayano, and N. Narita. A High-precision Technique to Correct for Residual Atmospheric Dispersion in High-contrast Imaging Systems. **PASP**, 128(12):124404, Dec. 2016



FIGURE 26: Imagerie Haut Contraste (HCI) vs Optique Adaptative (AO) : la bataille pour le contrôle de front d'onde a démarré!

tique adaptative sans analyseur de surface d'onde autre que l'image produite par la caméra scientifique.

### Le PIAA au coeur de SCExAO

Le projet SCExAO a véritablement démarré à Subaru en 2008, quelques cinq ans après la première publication <sup>33</sup> sur le concept de PIAA (Phase Induced Amplitude Apodization). Fort des succès prometteurs de ce concept étudié d'abord en simulation <sup>34</sup> et puis en laboratoire <sup>35</sup>, la construction et l'intégration d'optiques PIAA adaptées à la pupille du Subaru Telescope a commencé un peu avant ma prise de fonction dans le projet.

L'ambition initiale était de bénéficier de l'infrastructure offerte par le contexte : un système d'optique adaptative amont appelé AO188 déjà en service au foyer Nasmyth IR du télescope <sup>36</sup>, une caméra infrarouge appelée HiCIAO <sup>37</sup> utilisée dans le cadre d'un grand relevé de détection de planètes extrasolaires et de disques, et d'insérer entre ces deux éléments : un miroir déformable de type MEMS à grand nombre d'actionneurs (1024 dans la version originale, 2500 dans sa version actuelle) pour faire de la modulation fine et à haut ordre du front d'onde en sortie de l'AO188, et un coronographe PIAA, pour pouvoir faire du haut contraste à  $10^{-6}$  avec un IWA de l'ordre de 1.5  $\lambda/D$ .

CONTRAIREMENT AUX APPLICATIONS SPATIALES pour lesquelles il avait été initialement pensé, une apodisation de type PIAA dans un instrument pour le Subaru Telescope doit pouvoir composer avec une pupille particulièrement inhospitalière au haut contraste. Une particularité du Subaru Telescope est l'exploitation d'instruments très grand champ, au foyer primaire : la pupille au foyer Nasmyth est impactée par la mécanique prévue pour supporter le poids d'un instrument primaire et présente une large obstruction centrale (30 % du diamètre du télescope) ainsi que d'épaisses araignées (~25 cm). Ces caractéristiques ayant un impact majeur sur la figure de diffraction produite par le télescope, même en l'absence d'aberrations, une solution technique a été mise au point pour atténuer l'impact de ces structures, utilisant le principe de la reconfiguration de pupille. Deux éléments optiques faisaient initialement partie de cette solution, illustrée par la figure 27 :

- un complexe assemblage de prismes appelés SRP (Spider Removal Plate), dont le rôle était de translater vers l'intérieur les quadrants formés par les araignées du télescope et ainsi limiter leur impact.
- un système d'apodisation à deux lentilles fortement asphériques, le PIAA, qui réussit le tour de force d'apodiser la pupille et de faire disparaître l'obstruction centrale du télescope, avec une transmission avoisinant les 90 %.

- O. Guyon. Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. A&A, 404:379–387, June 2003
- 34. F. Martinache, O. Guyon, E. A. Pluzhnik, R. Galicher, and S. T. Ridgway. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronograph. II. Performance. ApJ, 639:1129–1137, Mar. 2006
- 35. O. Guyon, E. Pluzhnik, F. Martinache, J. Totems, S. Tanaka, T. Matsuo, C. Blain, and R. Belikov. High-Contrast Imaging and Wavefront Control with a PIAA Coronagraph: Laboratory System Validation. PASP, 122:71–84, Jan. 2010
- 36. Y. Minowa, Y. Hayano, S. Oya, M. Watanabe, M. Hattori, O. Guyon, S. Egner, Y. Saito, M. Ito, H. Takami, V. Garrel, S. Colley, T. Golota, and M. Iye. Performance of Subaru adaptive optics system AO188. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7736 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, July 2010
- 37. K. W. Hodapp, R. Suzuki, M. Tamura, L. Abe, H. Suto, R. Kandori, J. Morino, T. Nishimura, H. Takami, O. Guyon, S. Jacobson, V. Stahlberger, H. Yamada, R. Shelton, J. Hashimoto, A. Tavrov, J. Nishikawa, N. Ukita, H. Izumiura, M. Hayashi, T. Nakajima, T. Yamada, and T. Usuda. HiCIAO: the Subaru Telescope's new high-contrast coronographic imager for adaptive optics. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7014 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Aug. 2008


FIGURE 27: Adaptation de la pupille du Subaru Telescope à l'imagerie haut contraste avec la SRP (Spider Removal Plate) et le PIAA (Phase Induced Amplitude Apodization) pour éliminer le problème de la diffraction respectivement introduite par les araignées du télescope et les bords francs du miroir primaire du télescope. La rangée des trois images en bas compare la pupille originale du télescope (a) à la sortie de la SRP seule (b) et à celle de la combinaison SRP + PIAA (c). Grâce à ces optiques, la pupille a perdu toutes les caractéristiques qui la rendent impropre à l'imagerie haut contraste.

FIGURE 28: Pupilles de sortie et PSFs sur l'axe produites par une illumination uniforme de pupille de Subaru après remapping par les optiques PIAA seule (rangée du haut) et PIAA + SRP (rangée du bas).

La reconfiguration de la pupille par ces optiques transforme complètement la pupille en un faisceau apodisé, produisant une image focale sur l'axe ne présentant plus que de très faibles structures de diffraction résiduelles (voir les PSFs sur l'axe résultantes dans la figure 28). A l'heure d'aujourd'hui, le PIAA reste un élément clé de SCExAO. La SRP ne fait par contre plus partie des optiques de l'instrument. Alors que le PIAA procède à un remapping continu de la distribution d'intensité dans la pupille, la SRP (dont la construction était difficile) opère une transformation brutale, à l'origine de discontinuités de la surface d'onde. Pour compenser cette apodisation moins idéale, le Lyot stop du coronographe a simplement été modifié pour prendre en compte les araignées.

Cette brève description des optiques de remapping me permet d'introduire la publication suivante <sup>38</sup>, qui présente en détails les tests de ces optiques et de leurs inverses respectifs, en particulier les propriétés d'imagerie hors-axe.

#### SCExAO : architecture de l'instrument

Dans sa version originale, SCExAO devait former une unité destinée à être placée entre l'AO188 du télescope Subaru et la caméra scientifique HiCIAO, utilisée dans le cadre du relevé SEEDS<sup>39</sup>. A l'intérieur, se trouvait :

- J. Lozi, F. Martinache, and O. Guyon. Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils: Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil. PASP, 121:1232–1244, Nov. 2009
- 39. M. Tamura. Subaru Strategic Exploration of Exoplanets and Disks with Hi-CIAO/AO188 (SEEDS). In T. Usuda, M. Tamura, and M. Ishii, editors, American Institute of Physics Conference Series, volume 1158 of American Institute of Physics Conference Series, pages 11–16, Aug. 2009

- un miroir déformable (DM) placé aussi près que possible d'un plan pupille en sortie de l'AO188 du télescope pour contrôler le front d'onde.
- une lame dichroïque séparant (à ~900 nm) le visible de l'infrarouge.
- une voie scientifique infrarouge, guidant la lumière à travers les différentes optiques constituantes du PIAAC (ie incluant en plus du PIAA d'entrée, un PIAA inverse restorant le champ de vue).
- une caméra regardant la lumière rejetée par le masque plan focal, servant à monitorer l'alignement du faisceau sur le coronographe, faisant l'objet de la thèse de G. Singh.
- une voie technique visible pour un analyseur de surface d'onde (options : pyramide et courbure non-linéaire, thèse de C. Clergeon) contrôlant le DM commun à toutes les voies.
- une voie supplémentaire d'imagerie courte pose dans le visible, exploitant une généralisation de l'idée de "Lucky Imaging" faisant l'objet de la thèse de V. Garrel.
- une sortie collimatée, relayant la pupille sur la fenêtre d'entrée du cryostat de la caméra HiCIAO.



La figure 29 propose une photo annotée vue de dessus de ce banc original, construit sur la base d'une table optique de 1200x900 mm autour de laquelle, une cage (tube de section carré de 25mm en aluminium) a été rajoutée pour le protéger. Une des constraintes directrices de ce design inhabituel où le DM n'est pas exactement en plan pupille était la minimisation du nombre d'optiques à traverser entre l'AO188 et HiCIAO, de façon à minimiser l'impact de SCExAO en transmission. Le positionnement du DM hors plan pupille s'est avéré problématique, avec une instabilité de l'alignement de pupille FIGURE 29: Photo vue de dessus de l'instrument SCExAO en 2011. L'entrée de la lumière se fait par la gauche : l'optique adaptative AO188 alimente SCExAO avec un faisceau convergent à f/13.92. Un miroir de champ et le miroir déformable (alors placé dans un plan intermédiaire entre l'image et la pupille), sont sur des montures motorisées permettant de contrôler l'alignement du faisceau avec le reste de l'instrument. Après la dichroïque, le faisceau IR traverse le banc en ligne droite, passant au travers des différentes optiques du PIAAC : PIAA, masque plan focal et PIAA inverse, avant de sortir en direction de la caméra HiCIAO. Pour le travail en laboratoire, un miroir de pickoff placé juste avant la sortie redirige le faisceau vers une caméra interne basse sensitivité.



du télescope, une utilisation sub-optimale des actionneurs et une limitation du champ effecivement couvert. Cette configuration a cependant été mise à profit pour mettre au point les premières expériences de contrôle de speckles dans des images coronographiques avec PIAA<sup>40</sup>. Profitant d'une mise à jour attendue du DM pour un modèle avec un plus grand nombre d'actionneurs, le schéma optique global a été complètement revu, avec des optiques supplémentaires relayant la pupille sur le DM, et deux bancs optiques empilés (voir la figure 30) : un visible et un infrarouge, couplés par un système de périscope. Doubler la surface de tables optiques a évidemment permis de considérablement aérer le design du système. Cet espace a au fur et à mesure, été mis à profit pour intégrer de nouvelles fonctionnalités, en partie en provenance de collaborations externes proposant de nouveaux modules pour SCExAO.

La figure 31 (<sup>41</sup>) offre une vue d'ensemble de la composition de l'instrument ainsi réorganisé. Les fonctionnalités offertes sont décrites dans l'article inclus à cette section. Outre la supervision globale de ce changement majeur d'architecture et un suivi particulier sur la distribution de l'alimentation électrique dans l'instrument, le travail de R&D que je vais décrire par la suite concerne le banc IR et les outils à mettre en place pour améliorer le potentiel d'imagerie haut contraste d'un instrument observant depuis le sol.

FIGURE 30: SCEXAO sur la plateforme Nasmyth du Subaru Telescope. Alimenté par la gauche par l'AO188, SCEXAO est maintenant constitué de deux tables optiques empilées (IR en bas, visible en haut). En sortie du banc IR, HiCIAO est utilisé comme imageur.

 F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, and C. Blain. Speckle Control with a Remapped-Pupil PIAA Coronagraph. PASP, 124:1288–1294, Dec. 2012

41. N. Jovanovic, F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, V. Garrel, K. Newman, D. Doughty, J. Lozi, J. Males, Y. Minowa, Y. Hayano, N. Takato, J. Morino, Kuhn, E. Serabyn, B. Norris, I. P. Tuthill, G. Schworer, P. Stewart, L. Close, E. Huby, G. Perrin, S. Lacour, L. Gauchet, S. Vievard, N. Murakami, F. Oshiyama, N. Baba, T. Matsuo, J. Nishikawa, M. Tamura, O. Lai, F. Marchis, G. Duchene, T. Kotani, and J. Woillez. The Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics System: Enabling High-Contrast Imaging on Solar-System Scales. PASP, 127:890–910, Oct. 2015



FIGURE 31: Design optique de SCExAO. L'instrument est constitué de deux bancs optiques superposés (infrarouge et visible), avec une séparation dichroïque à 900 nm. Les deux bancs partagent quelques optiques, dont le miroir déformable (DM), utilisé pour le contrôle de front d'onde. Mon travail a principalement concerné le banc infrarouge, qui a été dimensionné par le choix de l'architecture d'un coronagraphe de type PIAA.

#### *Aberrations de bas ordre dans le coronographe*

S'il est nécessaire, pour augmenter le potentiel de détection d'un système d'imagerie haut contraste, d'employer un coronographe avec un inner working angle (IWA) aggressif (entre un et deux  $\lambda/D$  dans le cas de SCExAO), ce même coronographe devient particulièrement sensible aux erreurs de pointage et aux aberrations de bas ordre comme des erreurs de focus ou d'astigmatisme. Cela veut cependant aussi dire qu'un tel coronographe peut également être utilisé comme un outil très sensible de mesure de ces aberrations de bas ordre. La question est de savoir comment exploiter l'information contenue dans une des voies de sorties possibles de la lumière de ce coronographe.

Alors que l'image coronographique est difficilement exploitable sans introduire d'altération qui auront un impact sur la performance du système, la lumière rejetée par le coronographe peut assez facilement être utilisée à des fins métrologiques. Ce n'est pas une idée nouvelle : elle a été mise en oeuvre dans le cadre du projet Lyot <sup>42</sup> pour stabiliser l'alignement de la source sur le coronographe. L'unité de calibration de l'instrument GPI utilise également la lumière occultée pour en déduire les aberrations de bas ordre, après reformation d'une pupille (ne conservant qu'un champ de quelques  $\lambda/D$ ) dans un analyseur de type Shack-Hartmann <sup>43</sup> de bas-ordre. La stabilité d'un tel contrôle de pointage atteint environ 2 mas dans des conditions normales d'observation depuis Gemini Sud.

LA SENSIBILITÉ À LA MESURE DU POINTAGE est cependant maximale lorsqu'on laisse interférer la lumière en provenance des bords opposés de la pupille, ce qui se produit naturellement dans le plan focal. La solution offerte par un Shack-Hartmann, découpe la pupille en sous-pupilles dont la lumière ne peut plus interférer. Bien que robuste, cette solution est donc loin d'être optimisée pour la mesure du pointage. L'alternative décrite ici se place dans le plan focal coronographique : c'est le concept de "coronagraphic low order wavefront sensor" (CLOWFS)<sup>44</sup>. Cette implémentation utilise à cet effet, une caméra qui réimage la lumière réfléchie par un masque occulteur modifié de façon à augmenter la sensibilité de la mesure. La modification du masque occulteur est présentée en figure 32 : il est rendu réfléchissant dans une région annulaire comprise entre deux rayons critiques  $r_1$  et  $r_2$  dont les dimensions exactes dépendent du type de coronographe et de l'IWA pour lequel il est spécifié. L'intérêt de cette région réfléchissante annulaire plutôt que simplement circulaire est discutée dans l'article de 2009 : disons pour aller vite, que supprimer la contribution de la région centrale du masque retire une quantité importante de lumière qui apporte très peu d'information. La partie centrale du masque retire du signal du CLOWFS un offset qui se traduit par une meilleure sensibilité.

J'AI EN PARALLÈLE DE MON TRAVAIL SUR SCEXAO, contribué à

- 42. A. P. Digby, S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, A. Sivaramakrishnan, J. P. Lloyd, M. D. Perrin, L. C. Roberts, Jr., R. Soummer, D. Brenner, R. B. Makidon, M. Shara, J. Kuhn, J. Graham, P. Kalas, and L. Newburgh. The Challenges of Coronagraphic Astrometry. ApJ, 650:484–496, Oct. 2006
- 43. J. K. Wallace, R. S. Burruss, R. D. Bartos, T. Q. Trinh, L. A. Pueyo, S. F. Fregoso, J. R. Angione, and J. C. Shelton. The Gemini Planet Imager calibration wavefront sensor instrument. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7736 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, July 2010
- 44. O. Guyon, T. Matsuo, and R. Angel. Coronagraphic Low-Order Wave-Front Sensor: Principle and Application to a Phase-Induced Amplitude Coronagraph. ApJ, 693:75–84, Mar. 2009

l'implémentation et à l'exploitation d'un tel masque sur une expérience de haut contraste sur le "High Contrast Imaging Testbed" (HCIT) hébergé au JPL : pour ce système particulier, utilisé avec un PIAA, les deux rayons sont respectivement de o.8 et 1.6  $\lambda/D$ .



FIGURE 32: Masque focal occulteur modifié. Constitué de trois zones : une région opaque au centre, une région annulaire réfléchissante et une grande région transmissive. La lumière réfléchie par la section annulaire peut être utilisé dans une mesure des aberrations de bas ordre : c'est le concept de CLOWFS.

La lumière réfléchie par cette partie annulaire du plan focal est réimagée par une simple lentille sur une caméra délibérément défocalisée, permettant de lever une dégénérescence sur le signe des aberrations d'ordre pair, comme en diversité de phase. Avec un tel design, de très faibles variations dans l'alignement ou des erreurs de bas ordre se traduisent dans l'image réfléchie par des variations macroscopiques de la structure de l'image produite par cette caméra. On peut enregistrer la réponse de cet analyseur bas ordre à des modulations contrôlées de pointage et utiliser cette réponse pour fermer une boucle de contrôle qui stabilise l'image coronographique sur une position de référence, choisie au préalable.



POUR DE PETITES EXCURSIONS DE TIP-TILT ET AUTRES ABERRA-TIONS DE BAS ORDRE, la réponse de ce CLOWFS est linéaire : la différence entre l'image instantanée I et l'image de référence  $I_0$  peut être projetée sur une base de modes acquis pendant une phase d'étalonnage (voir images de la figure 33). Dans l'expérience montée au HCIT, cette différence est simplement projetée sur les deux modes de tip et tilt, qui sont les plus importants à contrôler dans la perspective d'une mission d'imagerie haut contraste spatiale :

$$I - I_0 = \alpha R_x + \beta R_y + \epsilon + n, \tag{8}$$

où  $R_x$  et  $R_y$  sont les vecteurs de la matrice de réponse enregistrés pendant l'étalonnage,  $\alpha$  et  $\beta$ , les coefficients à identifier,  $\epsilon$ , un ré-

FIGURE 33: Exemple de données de calibration du CLOWFS mis en place sur le banc PIAA du HCIT. Les trois panneaux présentent de gauche à droite : l'image de référence, acquise lorsque la source est parfaitement alignée sur le coronographe; la différence entre l'image instantanée et l'image de référence lorsque l'alignement est perturbé selon l'axe horizontal; la même chose mais selon l'axe vertical. sidu associé à des modes non-contrôlés et *n*, un terme représentant le bruit de la mesure. Au HCIT (la description de ces résultats a fait l'objet d'un "Technology Milestone Report" joint à ce mémoire), nous avons pu montrer être capable de stabiliser, sur une échelle de temps de l'ordre de l'heure, la stabilité du pointage de la source sur le masque plan focal avec une erreur RMS estimée à  $10^{-4} \lambda/D$ seulement, avec un biais estimé à  $10^{-5} \lambda/D$ .

CETTE INCROYABLE PRÉCISION, combinée à une excellente sensibilité intrinsèque, fait du CLOWFS une solution à mon sens incontournable pour un instrument haute performance dédié à l'imagerie haut contraste. CLOWFS fait donc évidemment partie des fonctionnalités offertes sur SCExAO : son implémentation actuelle, différente de celle décrite jusque là, est visible dans le panneau décrivant le banc IR de la figure 31. La R&D concernant ce sous-système sur SCExAO a pris deux directions : une utilisation pour le traitement *a posteriori* des images coronographiques qui a fait l'objet d'un travail en laboratoire par Frédéric Vogt, un des nombreux stagiaires de SCExAO<sup>45</sup>; et une modification matérielle, rendant CLOWFS compatible avec les coronographes à masque de phase, qui a fait l'objet de la thèse de Garima Singh<sup>46</sup>.

#### CLOWFS pour le traitement a posteriori

L'INFORMATION PRODUITE PAR CLOWFS PENDANT LA PHASE D'ÉTA-LONNAGE peut, en effet, en plus du contrôle en temps réel, être utilisée pour améliorer la qualité de l'étalonnage des images produites par le coronographe, lors du traitement *a posteriori* des données. Une stratégie classique d'observation consiste, avant ou après acquisition d'images sur une source d'intérêt, à pointer une source pouvant jouer le rôle de calibrateur : un objet ponctuel, de type spectral et de magnitude semblable à la source d'intérêt, pas trop éloigné de cette dernière, de sorte que les conditions d'observation (*airmass*, flexions mécaniques du télescope, performance du système d'OA, illumination du détecteur scientifique) n'évoluent peu ou pas pendant le passage entre les deux objets. Cette pratique d'observation se retrouve également en interférométrie NRM (voir chapitre précédent) ou longue base, pour mieux estimer à un instant donné, l'impact de l'infrastructure sur la mesure des modules de visibilité.

SI DES IMAGES CORONOGRAPHIQUES ACQUISES SUR UN TEL CALI-BRATEUR SONT DISPONIBLES, elles peuvent être soustraites de l'image acquise sur la source d'intérêt. Les biais systématiques présents dans l'image de départ, tels les speckles quasi-statiques et les résidus de diffraction, peuvent en théorie être éliminés. L'ensemble de ces biais peuvent être désignés par le terme général de "fuite coronographique". La procédure de soustraction de PSF coronographique, permet en théorie de révéler le contenu de l'image correspondant aux

- 45. F. P. A. Vogt, F. Martinache, O. Guyon, T. Yoshikawa, K. Yokochi, V. Garrel, and T. Matsuo. Coronagraphic Low-Order Wavefront Sensor: Postprocessing Sensitivity Enhancer for High-Performance Coronagraphs. **PASP**, 123:1434–1441, Dec. 2011
- 46. G. Singh, F. Martinache, P. Baudoz, O. Guyon, T. Matsuo, N. Jovanovic, and C. Clergeon. Lyot-based Low Order Wavefront Sensor for Phase-mask Coronagraphs: Principle, Simulations and Laboratory Experiments. PASP, 126:586, June 2014

# 44 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

sources incohérentes avec l'étoile centrale comme les planètes ou les disques. Il y a cependant une limite à la fidélité des conditions d'observation entre celle sur la source d'intérêt et la source de calibration, qui limite le potentiel de cette procédure.



FIGURE 34: Traitement *a posteriori* des images coronographiques. Un dictionnaire d'images (CLOWFS / science) acquis pendant l'observation d'une source de référence est utilisé pour prédire le terme de fuite coronographique affectant une image acquise sur une source d'intérêt astrophysique.

DES ACQUISITIONS SIMULTANÉES par la caméra scientifique et la caméra CLOWFS pendant l'observation de la source de calibration peuvent *booster* le potentiel de cette procédure. L'idée est simple : il s'agit de construire un dictionnaire ou table de correspondance entre l'image CLOWFS instantanée et la distribution des fuites coronographiques dans l'image focale collectée par l'observateur. La télémétrie des résidus en boucle ouverte ou en boucle fermée, produite par CLOWFS pendant l'observation sur la source d'intérêt, peut, une fois combinée avec les informations contenues dans le dictionnaire, alors prédire la distribution des fuites coronographiques à soustraire de l'image. La construction de cette image étalon est illustrée dans la figure 34.



FIGURE 35: Performance de l'algorithme de traitement a posteriori utilisant le dictionnaire d'images introduit plus haut. De gauche à droite, on visualise : (a) l'image focale brute, (b) cette même image dont a été soustraite une PSF de référence acquise par une méthode classique et (c) cette même image, après La figure 35 illustre le potentiel de cette procédure, en s'intéressant à une série d'images produites par SCExAO en laboratoire, en 2011. Pour cette expérience, les acquisitions par les caméras focales et CLOWFS étaient synchronisées par un shutter commun placé en amont dans l'instrument. Les vibrations induites par une pompe d'aquarium, vissée à la table optique introduisaient majoritairement du tip-tilt, se traduisant par des fuites coronographiques.

LORS D'OBSERVATIONS AU TÉLESCOPE, il est habituel d'intercaler entre deux pointages sur des objets d'intérêt, des observations sur des objets dits de calibration, sans structure apparente et qu'on tente d'observer dans des conditions les plus proches de celles qui régnaient lors de l'acquisition sur l'objet d'intérêt. Dans des observations en optique adaptative, cette acquisition d'un objet de calibration permet d'estimer (même s'il s'agit d'un abus de language) ce qu'on va appeler "la PSF coronographique". Avec un étalonnage idéal, cette PSF coronographique après mise à l'échelle, peut être soustraite à l'image acquise sur l'objet d'intérêt pour révéler les structures faibles, initialement dominées par les résidus de diffraction.

La figure 35 compare la performance d'une telle calibration à celle décrite dans cette partie du manuscrit. La PSF coronographique est construite en choisissant aléatoirement dans la série complète d'images, un nombre suffisant d'images co-additionnées. Le résultat de cette procédure de calibration dite "classique" est visible dans le panneau (b) de la figure. Il est à comparer au résultat de la procédure exploitant la connaissance du dictionnaire d'images, visible dans le panneau (c).

#### Contrôle actif de la diffraction dans le plan focal

La disponibilité d'un miroir déformable contrôlé par un algorithme utilisant l'image plan focal comme diagnostic complémentaire d'une optique adaptative permet d'aller au delà (voir figure 36) du genre de calibration rendu possible par l'interférométrie telle que je l'ai présentée dans la première partie de ce mémoire. Plutôt que d'utiliser le post-processing pour s'affranchir de des données corrigées par optique adaptative, ce qui reste une méthode palliative passive, une approche active est possible. Des modulations délibérées du miroir déformable, synchronisées avec les acquisitions par la caméra focale forment la base d'un test idéal de cohérence, qui permet de distinguer, dans une image à haute dynamique, la nature des speckles présents dans cette image.

Dans une description géométrique de l'optique adaptative, un miroir déformable peut être pensé comme une surface modulable, utilisée pour compenser les aberrations introduites par la turbulence atmosphérique : la surface d'onde originalement bosselée est aplatie ce qui se traduit par la production d'images de meilleure qualité : un exemple d'amélioration apportée par l'OA est présenté dans la figure 37.



FIGURE 36: "Give me a camera, sensitive and fast enough and a DM, and I shall beat the cr%p out of those bl\*\*dy speckles!". Archimède, paraphrasé sans aucune honte lors de la conférence AO4ELT5.

# 46 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE



Dans le cas d'une excellente correction adaptative, telle qu'elle est permise dans un système d'optique adaptative extrême comme SCExAO, il devient utile de décrire le miroir en terme de la diffraction qu'il génère dans le plan focal. Le miroir déformable de SCExAO, fait d'une grille périodique à trame carrée de 2000 actionneurs répartis dans une ouverture circulaire, permettent un contrôle très fin de la surface d'onde, comme montré dans la figure 38.



La structure périodique du DM le rend particulièrement adapté à la génération de modulation sinusoïdales. Si une telle modulation est appliquée, le DM se comporte comme un réseau de diffraction, déplaçant de la lumière normalement transmise sur l'axe à une distance inversement proportionnelle à la période de la modulation. Lorsque le miroir se trouve dans la pupille, c'est le nombre total de cycles de modulation <sup>47</sup> présents dans un diamètre de la pupille, qui va déterminer la distance séparant les ordres. Un exemple d'une telle modulation est présenté dans la figure 39 : une modulation de 15 cycles dans la pupille résulte en l'apparition d'ordres diffractés à une distance de 15  $\lambda$ /D de l'axe optique.

FIGURE 37: Images de la région centrale de la Nébuleuse d'Orion, dite le Trapèze, observée par le télescope Subaru, d'abord à gauche pendant des observations limitées par le seeing atmosphérique et à droite en présence d'optique adaptative. Les deux images ont été orientées de façon à faire correspondre les deux scènes astrophysiques. Le gain apporté par l'optique adaptative est évident.

FIGURE 38: Image de la surface du miroir déformable de SCEXAO. Une légère défocalisation permet (grâce à la diffraction de Fresnel) de faire apparaître la modulation de phase comme modulation d'amplitude. De gauche à droite : le miroir au repos avec les actionneurs morts visibles, le miroir à plat, avec un masque de pupille, et enfin, le miroir actionné de façon à faire apparaître Olivier Guyon ou le Batsignal.

47. pour un réseau blasé, on parlerait du nombre total de traits

FIGURE 39: A gauche (a) représentation du front d'onde à l'intérieur de la pupille de l'instrument SCExAO. A droite (b) la figure de diffraction produite par ce front d'onde. En plus de l'image sur l'axe attendue, avec les fortes aigrettes de diffraction produites par l'ombre de la structure portant le miroir secondaire du télescope, la modulation sinusoidale (15 cycles dans le diamètre) produit des ordres diffractés à 15  $\lambda$ /D. Les autres ordres diffractés visibles sur les bords de l'image sont crées par la grille discrète des 50 actionneurs présents dans un diamètre de pupille. Cet ordre diffracté, c'est de la lumière de la source qui est observée sur l'axe. Si la source observée est un point source, cette lumière diffractée est parfaitement cohérente avec celle contenue dans les speckles déjà présents dans le plan focal. Les speckes et les ordres diffractés vont produire des interférences qui vont amplifier ou atténuer les speckles en place dans le plan focal : en ajustant l'amplitude et la phase de la modulation sinusoïdale, on peut trouver une solution qui va localement éteindre le speckle présent à un endroit précis du plan focal. En combinant ensemble plusieurs modulations sinusoïdales à des fréquences et des amplitudes différentes, il est possible de créer des régions plus contrastées dans le plan focal : c'est ce que l'on appelle le *speckle nulling*.

Des versions très sophistiquées d'algorithmes de contrôle global de front d'onde estimé depuis le plan focal ont été proposées pour créer une région de haut contraste, souvent désignée par l'expression anglais de *dark hole* <sup>48</sup>. La technique globale de *speckle nulling* <sup>49</sup> et ses variantes modernes comme la minimisation de stroke <sup>50</sup> sont utilisables pour un système optique censé rester stable entre l'étape de construction d'une matrice de réponse en amplitude complexe et l'étape où la boucle est fermée. Bien que l'ambition d'un système XAO comme SCExAO soit de rapprocher le système de telles conditions d'utilisation, par souci de robustesse, une approche itérative, basée sur une calibration minimaliste reste recommandée : c'est cette approche que je détaille ici.

#### *Amplitude de modulation et contraste dans l'image*

Une modulation sinusoidale d'amplitude *a* (par exemple exprimée en microns) appliquée sur la surface du DM à pour un nombre de cycles donné *k* se traduit, pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée (exprimée dans la même unité que l'amplitude de la modulation), par une modulation de l'amplitude complexe *A*, dont le profil (à une dimension) s'écrit comme :

$$A(x) = \exp(i(4\pi a/\lambda)\sin 2\pi kx)$$
(9)

$$\approx 1 + i(4\pi a/\lambda)\sin 2\pi kx,\tag{10}$$

où la deuxième expression peut être utilisée lorsque l'amplitude *a* est petite devant la longueur d'onde  $\lambda$ .<sup>51</sup> Une relation de Fourier relie l'amplitude complexe dans la pupille à celle présente dans le plan focal. La transformée de Fourier de l'équation 10 est donc directement donnée par :

$$\hat{A}(u) = \delta(u) + i \frac{4\pi a}{\lambda} \left( \delta(u - 1/k) - \delta(u + 1/k) \right), \tag{11}$$

et la distribution d'intensité enregistrée par un détecteur situé dans ce plan focal est donné par la norme carrée de cette dernière expression : le contraste de luminosité entre les ordres diffractés et

- 48. F. Malbet, J. W. Yu, and M. Shao. High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronography. PASP, 107:386, Apr. 1995
- 49. P. J. Bordé and W. A. Traub. High-Contrast Imaging from Space: Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. ApJ, 638:488–498, Feb. 2006
- 50. L. Pueyo, J. Kay, N. J. Kasdin, T. Groff, M. McElwain, A. Give'on, and R. Belikov. Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization. **Appl. Opt.**, 48:6296, Nov. 2009

51. Notez que l'on a bien une amplitude de modulation de phase égale à quatre fois  $\pi a/\lambda$  et pas deux, la réflexion sur le miroir doublant l'impact sur le front d'onde. l'ordre transmis est directement donné (lorsque  $a \ll \lambda$ ) par :

$$c = (4\pi a/\lambda)^2. \tag{12}$$

DANS UNE IMAGE HAUT CONTRASTE, à cause de la dynamique limitée de la caméra ou parce que l'on utilise un coronographe qui occulte l'ordre zéro, il n'est pas possible mesurer directement le contraste d'un speckle. On se contente de mesurer son intensité, dont on sait maintenant (voir equation 12) qu'elle est proportionnelle au carré de l'amplitude de la modulation :

$$I = \beta \times a^2. \tag{13}$$

La constante de proportionnalité C doit être étalonnée à chaque fois que les conditions d'observations sont modifiées : lorsqu'on change de cible ou lorsqu'on change le temps d'intégration de la caméra. Cet étalonnage se fait en introduisant délibérément une modulation d'amplitude connue, et en mesurant l'intensité effectivement enregistrée.

#### Interactions entre speckles

Les speckles introduits par le DM ne sont jamais isolés dans le plan focal : ils vont interférer avec les structures de diffraction déjà présentes dans le champ, avant la modulation. Selon la différence de phase entre cette modulation et les autres speckles déjà présents, l'interférence peut être constructive ou destructive. Pour produire une interférence destructive qui résulte en une atténuation locale de l'intensité dans l'image, il faut que l'amplitude du speckle ajouté soit égale à celle du speckle en place, et que sa phase lui soit opposée. L'intensité *I* d'un speckle d'amplitude complexe inconnue ne dépend que du module de l'amplitude complexe, et pas de sa phase inconnue, notée  $\Phi_0$ :

$$I_0 = \beta \times ||a_0 e^{i\Phi_0}||^2 = \beta \times ||a_0||^2.$$
(14)

Le module de l'amplitude complexe  $a_0$  peut être estimée à partie de cette intensité, à condition que la constante  $\beta$  ait été étalonnée au préalable. La phase de ce speckle ne peut par contre pas être devinée à partir de l'analyse d'une seule image. Pour la déterminer, on va suivre l'évolution de l'intensité à l'endroit du speckle original, lorsqu'il interfère avec une sonde d'amplitude complexe  $ae^{i\Phi}$ , dont on va faire varier la phase  $\Phi$ . L'intensité de la somme cohérente de ces deux speckles est décrite par une équation classique d'interférences à deux ondes :

$$I = \beta \times \left| \left| a_0 e^{i\Phi_0} + a e^{i\Phi} \right| \right|^2 \tag{15}$$

$$= \beta \times \left(a_0^2 + a^2 + 2a_0 a \cos(\Phi_0 - \Phi)\right).$$
 (16)

Cette fonction d'interférence est évaluée pour un nombre variable de sondes d'amplitude *a* constante mais de phase  $\Phi$  uniformément échantillonnée entre o et  $2\pi$ . Au moins trois valeurs distinctes de  $\Phi$  sont nécessaires pour contraindre les valeurs de  $a_0$  et  $\Phi_0$ . En pratique, il est recommandé de moduler la phase  $\Phi$  avec un pas plus fin, pour minimiser la sensibilité aux variations résiduelles de la phase instrumentale qui vient polluer la mesure.



FIGURE 40: Exemple de courbe d'intensité enregistrée lors de la modulation d'un speckle.

Un exemple idéal de modulation est représenté dans la figure 40. Le niveau de référence, représenté en rouge, correspond à l'intensité enregistrée sur le speckle en l'absence de modulation. A partir de la relation calibrée 13, l'amplitude du speckle  $a_0$  est estimée pour produire une sonde d'amplitude a, qui est normalement proche de la valeur réelle  $a_0$ . On scanne ensuite la phase de la modulation entre o et  $2\pi$  ce qui conduit à l'obtention de la courbe représentée en bleu. Avec le nombre important (ici n = 10) de modulations, il est aisé de trouver la phase du speckle initial, qui correspond à la position du maximum de la courbe ( $\phi_0 = \pi/3$  dans l'exemple représenté). Avec quatre modulations, correspondant aux phases o,  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$ , une solution analytique existe pour déterminer l'amplitude complexe du speckle, avec la méthode dite A-B-C-D. Une telle approche suppose cependant que les quatre mesures de l'intensité ne soient pas affectées par des perturbations résiduelles de la phase atmosphérique.

UNE APPROCHE PLUS GÉNÉRALE ET PLUS ROBUSTE EST POSSIBLE. Elle consiste à ajuster un modèle paramétrique de la courbe d'intensité, en minimisant un critère des moindres carrés. En pratique, en complément du vecteur  $I_S$  des intenstités enregistrées pour les Ndifférentes valeurs de phase de la sonde, on précalcule un vecteur Wcontenant les puissances successives de la racine N-ième de l'unité  $\omega_N = e^{i2\pi/N}.$ 

Une estimation de la valeur de la phase  $\Phi_0$  du speckle sondé est directement donnée par l'argument du produit scalaire de ces deux vecteurs :

$$\Phi_0 = \arg\left(I_S^\top \cdot W\right) \tag{17}$$

Le module de visibilité de la modulation décrite par l'équation 16, noté  $\gamma$  est relié au module de ce même produit scalaire :

$$\gamma = \frac{2a a_0}{a^2 + a_0^2} = \frac{2}{N} ||I_S^\top \cdot W||.$$
(18)

L'amplitude  $a_0$  du speckle est don une des deux racines de l'équation quadratique suivante :

$$a_0^2 - \frac{2a}{\gamma}a_0 + a^2 = 0, (19)$$

toutes deux données par :

$$a_0 = \frac{a}{\gamma} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \gamma^2} \right). \tag{20}$$

L'amplitude *a* de la sonde est choisie de façon à être proche de l'amplitude  $a_0$  du speckle qu'on cherche à caractériser, ce afin de maximiser le module de visibilité  $\gamma$  de la courbe d'intensité et par conséquent d'optimiser le rapport signal sur bruit de l'estimation des propriétés du speckle. Cependant, sans savoir si l'amplitude de la sonde utilisée était supérieure ou inférieure à celle du speckle, il est difficile de choisir laquelle des deux solutions est la bonne, sinon celle de plus petite amplitude (avec le signe moins), de façon à éviter une divergence de la boucle de contrôle, quitte à réduire son efficacité globale. Une autre option est de délibérément augmenter l'amplitude de la sonde, par exemple de 5 %. On perd un peu de visibilité mais on sait systématiquement qu'il faut choisir la solution avec le signe moins.

# Speckle nulling

Utilisant l'algorithme qui vient d'être présenté, il est possible de créer une boucle de contrôle de front d'onde qui modifie la fonction de transfert instrumentale, en particulier pour créer une région de plus haut contraste dans le voisinage de l'objet pointé. La géométrie de la région de contrôle est principalement contrainte par les propriétés du miroir déformable. Le nombre total d'actionneurs présents dans un diamètre de la pupille impose une fréquence spatiale maximale au delà de laquelle il ne contrôle plus rien : les 50 actionneurs présents dans la pupille de SCExAO permettent de contrôler une région qui ne peut pas être plus étendue qu'un demi-disque centré sur la source pointée, et de rayon  $r_{max} = 25\lambda/D$ . L'utilisateur peut cependant choisir de réduire le rayon de la région contrôlée si il veut concentrer ses efforts sur un domaine spécifique de séparation angulaire. LA BOUCLE DE CONTRÔLE PEUT ÊTRE MULTIPLEXÉE. Un algorithme itératif adressant un à la fois les nombreux speckles du *dark hole* serait relativement inefficace : la technique de sondage des speckles peut heureusement être multiplexée et adresser simultanément plusieurs dizaines de speckles. En pratique, au début de chaque itération, la boucle de contrôle en place sur SCExAO identifie et marque la position et l'intensité des  $n_s$  ( $\leq$  50) structures les plus brillantes présentes dans la région de contrôle. Autour de chaque speckle identifié, on crée une zone d'exclusion, de rayon  $2\lambda/D$  afin d'éviter le risque de compétition entre fréquences spatiales trop proches les unes des autres et on continue la recherche jusqu'à avoir trouvé les  $n_s$  positions à sonder.

Si les rayons internes  $r_{min}$  et externes  $r_{max}$  de la région de contrôle sont exprimés en unités de  $\lambda/D$ , il est possible d'estimer assez facilement le nombre maximal de fréquences spatiales sondables simultanément. Avec une zone d'exclusion de rayon  $2\lambda/D$ , ce nombre total de speckles correspond à un quart de l'aire de la différence entre les demi-disques de rayon  $r_{max}$  et  $r_{min}$ , soit

$$n_{max} = 1/8 * \pi * (r_{max}^2 - r_{min}^2).$$
<sup>(21)</sup>

Pour une région de contrôle comprise entre 5 et 25  $\lambda/D$ , ce nombre maximal théorique de fréquences spatiales simultanément contrôlables est de 235.

A ces positions sont associées des fréquences spatiales sur le miroir déformables : l'algorithme décrit précédemment peut alors être utilisé en modulant simultanément les  $n_s$  fréquences spatiales sélectionnées. L'exemple d'une telle modulation simultanée par le miroir déformable pour  $n_s = 50$  speckles est représenté dans la figure 41. Si une structure présente dans l'image n'est pas un speckle résiduel de l'étoile coronographiée mais correspond par exemple à un compagnon planétaire, la lumière ajoutée par la modulation en provenance de l'étoile ne va pas interférer avec cette structure (grâce à la propriété fondamentale de l'incohérence spatiale des sources) : l'intensité mesurée pour cette position dans l'image ne fluctue pas. Dans l'état actuel des choses, si cette structure domine par sa brillance le champ de speckle, l'algorithme va continuer à s'acharner dessus. On perd en efficacité mais la télémétrie enregistrée pendant ces tentatives ratées de modulation sont autant de mesures de la nature incohérente de l'objet mis en évidence, qui seront utiles au moment du traitement a posteriori.



FIGURE 41: Exemple de modulation simultanée (simulée) de 50 fréquences spatiales par le miroir déformable de SCExAO, correspondant à une des premières itérations de speckle nulling, sur la région de contrôle située à droite du champ, en l'absence de coronographe.

# Applications

Les articles joints à cette section présentent quelques cas d'utilisation de *speckle nulling* d'abord utilisé en laboratoire <sup>52</sup> pour démontrer expérimentalement les propriétés attendues d'un coronographe PIAA utilisant un inverse. Il est difficile d'imaginer qu'une telle démonstration ait été nécessaire : il faut néanmoins rappeler qu'à l'époque, certains doutaient de la pertinence du PIAA inverse, allant même jusqu'à imaginer qu'il ne ferait qu'empirer les propriétés de non-invariance de la PSF produite par le PIAA en amont. Notez au passage que le schéma optique de SCExAO était alors différent et utilisait un miroir déformable présentant un nombre plus petit d'actionneurs (32x32), placé dans un plan intermédiaire entre l'image et la pupille. Malgré cette configuration clairement sous-optimale, SCExAO a été capable de produire un *dark-hole* de contraste brut modéré (de l'ordre de 10<sup>-3.5</sup> mais à de très faibles séparations angulaires, avec un *inner working angle* (IWA) de 2  $\lambda/D$ .

Dans cette même configuration, l'algorithme de *speckle nulling* a ensuite été mise à l'épreuve sur le ciel <sup>53</sup>, avant même de disposer de la correction adaptative XAO. La performance médiocre, s'explique en grande partie par le bruit de lecture important ( $>300e^-$ ) du détecteur utilisé à l'époque (Xenics Xeva XS 1.7-320) pour faire ce travail. L'article montre malgré tout, que cette technique itérative de contrôle de front d'onde est robuste aux résidus turbulents et converge (lentement) vers une solution qui optimise le contraste brut aux plus faibles séparations angulaires et réduit l'amplification du bruit de speckle par les erreurs quasi-statiques, ce qui optimise le contraste des images après traitement *a posteriori*.

#### Speckle nulling sans coronographe

L'article présentant une vue d'ensemble des fonctionalités de l'instrument SCExAO introduit plus haut dans ce mémoire inclut un autre exemple d'utilisation de cette boucle de contrôle, avec un autre détecteur InGaAs plus récent (Axiom Optics OWL SW1.7HS) proposant un bruit de lecture qui bien que toujours élevé (114  $e^-$ ) est un peu plus favorable. Le système bénéficie depuis d'un miroir déformable avec plus d'actionneurs (~50 dans un diamètre de pupille), positionné dans un plan conjugué avec la pupille du télescope. Cette fois ci sans coronographe, les figures 42 (source interne de calibration) et 43 (étoile brillante) permettent d'apprécier le potentiel de la méthode si elle était mise en oeuvre avec un détecteur combinant vitesse et sensibilité.

#### Superflat

Dans l'exemple présenté en figure 42, l'algorithme de *speckle nulling* sert essentiellement à corriger les speckles induits par la géomé F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, and C. Blain. Speckle Control with a Remapped-Pupil PIAA Coronagraph. PASP, 124:1288–1294, Dec. 2012

53. F. Martinache, O. Guyon, N. Jovanovic, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, T. Currie, C. Thalmann, M. McElwain, and M. Tamura. On-Sky Speckle Nulling Demonstration at Small Angular Separation with SCExAO. **PASP**, 126:565–572, June 2014





trie de la pupille : aigrettes et anneaux de diffraction respectivement induites par les araignées et l'ouverture circulaire obstruée du télescope. Cependant, les speckles induits par des erreurs résiduelles de phase présentes dans la pupille sont également corrigés. L'algorithme de *speckle nulling* ne dispose d'aucune information lui permettant de discriminer les speckles selon leur origine. On peut malgré tout au moins écrire la correction globale  $C_{DH}^R$  appliquée sur le miroir déformable pour créer un *dark-hole* à droite <sup>54</sup> comme la somme de deux types de correction de phase  $C_P^R$  et d'amplitude  $C_A^R$  :

$$C_{DH}^R = C_A^R + C_P^R \tag{22}$$

Même si la boucle ne peut pas distinguer ces deux contributions, les speckles induits par la géométrie de la pupille (qu'on désignera sous le nom de "speckles d'amplitude") présentent cependant une caractéristique qui les différencient des speckles résultants d'erreurs de phase (qu'on appellera "speckles de phase") : le schéma global de répartition des speckles d'amplitude est pair. On peut le justifier grâce aux propriétés de parité de la transformée de Fourier de la fonction réelle décrivant l'ouverture. En l'absence d'aberrations, à chaque speckle dans la région de contrôle correspond par conséquent un autre speckle de même amplitude et phase. Cette propriété est manifeste dans l'allure des images présentées dans la figure 42 : l'algorithme de speckle nulling, en atténuant les speckles d'un côté du champ, les amplifie de l'autre côté.

POUR LES SPECKLES DE PHASE, l'application du speckle nulling est

FIGURE 42: Exemples par SCExAO (bande H) de deux résultats de l'application la boucle de contrôle de speckle nulling sur la source interne de calibration (laser super-continuum). La région de contrôle est consituée d'un demi-disque, excluant la région centrale du champ. L'utilisateur peut choisir de sonder n'importe lequel des quatre quadrants (Nord - Sud - Est - Ouest) du champ.

FIGURE 43: Exemple par SCExAO (bande H) de résultat de l'application de la boucle de speckle nulling sur l'étoile RX Boo (observations du 2 juin 2014). Chaque image est un composite de 5000 acquisitions pour un temps de pose de 50  $\mu$ s. A gauche, RX Boo avant mise en oeuvre du speckle nulling. A droite, RX Boo, après speckle nulling. La région de contrôle est mise en évidence par la ligne pointillée.

54.  $C_{DH}^{R}$  (right) permet de distinguer le dark-hole du côté droit de celui du côté gauche noté  $C_{DH}^{L}$  (left)

une compensation directe de la source de l'aberration : l'énergie initialement contenue dans le speckle est uniformément redistribuée dans toute la PSF dont l'intensité augmente légèrement.

Comme montré plus haut, il est possible de créer un *dark-hole* des deux côtés du champ. Les propriétés de symétrie font que la correction appliquée aux speckles d'amplitude pour le *dark-hole* de droite est l'opposé de la correction à appliquer pour les speckles d'amplitude pour le *dark-hole* de gauche :  $C_{DH}^{R} = -C_{DH}^{L}$ .

En présence d'erreurs résiduelles de phase, chacune des corrections appliquées pour créer ces *dark-holes* contient une estimation de la correction de phase, déterminée après analyse du quadrant correspondant de l'image. Les deux corrections peuvent donc être combinées : la moyenne de ces deux corrections contient une estimation de la phase résiduelle instrumentale :

$$C_P = 1/2 * (C_{DH}^R + C_{DH}^L)$$
(23)

Cette technique est utilisée sur SCExAO pour produire une compensation de toutes les erreurs cumulées de phase instrumentale jusqu'au détecteur scientifique : c'est une calibration que j'appelle le **superflat**. Il vient en complément de la compensation des bas-ordres apportée par d'autres méthodes : ZAP, qui sera introduit dans la dernière partie de ce mémoire, et le LOWFS qui a été présenté plus haut. Le **superflat** est une calibration très utile, un produit secondaire de l'algorithme de *speckle nulling* lorsqu'il est mis en oeuvre en l'absence de coronographe, et qui permet de mesurer (et donc de compenser) efficacement l'erreur de chemin optique non-commune (NCPA pour non-common path aberration) pour des fréquences spatiales comprises entre ~4 et 25  $\lambda/D$ . Un exemple d'image produit par SCExAO après application du **superflat** est présenté dans la figure 44. Cette image a servi de base à la création du logo de SCExAO (figure 45).



FIGURE 44: Résultat de l'application du superflat. Une nouvelle figure sera faite en deux parties : l'image de départ et l'image après correction, et contiendra une estimation de la correction (en nm) apportée par la technique.



FIGURE 45: Logo de l'instrument SCEXAO, accompagné d'un de ses mottos : "What could go wrong ?" résumant l'esprit de créativité décomplexée qui caractérise ce projet.

#### Constraste et qualité de surface d'onde

La formule 12 reliant, dans le cas des faibles aberrations, le contraste d'un speckle à l'amplitude de l'aberration à son origine utilisée plus tôt dans une boucle de contrôle de front d'onde, peut être inversée pour donner une idée de la qualité de surface d'onde nécessaire à garantir pour arriver à un niveau de contraste donné, dans l'hypothèse d'un coronographe idéal. Cette inversion : <sup>55</sup>

$$a=\frac{\sqrt{c}}{2\pi}\times\lambda,$$

accompagnée d'une petite application numérique devrait achever de convaincre le lecteur de la difficulté de l'objectif de la détection directe. Ainsi, pour atteindre dans l'image coronographique brute, un contraste brut local de  $10^{-6}$ , requiert un contrôle de front d'onde de la fréquence spatiale correspondante avec une stabilité meilleure que  $10^{-3}/2\pi \times \lambda$ , ce qui en bande H ( $\lambda = 1.6 \,\mu$ m) correspond a mieux que 0.25 nm !

55. Contrairement à l'utilisation précédente, comme on parle du front d'onde et pas de la surface d'un miroir, le facteur  $4\pi$  est remplacé ici par  $2\pi$ 



Dans l'hypothèse d'un coronographe idéal (voir la figure 46) supprimant parfaitement la contribution statique de la diffraction sur l'axe, la fuite coronographique induite par une perturbation de la surface d'onde, caractérisée par une valeur RMS globale  $\sigma$ , se manifeste par la présence d'une réplique de la PSF originale, atténuée par un facteur :

$$c_b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda}\right)^2.$$

Dans le cas des meilleures performances rapportées des systèmes XAO en opération à l'heure d'aujourd'hui ( $\sigma \sim 50$  nm RMS)<sup>56</sup>, ce facteur d'atténuation de la PSF est  $c_b \approx 0.027$ .

CE CHIFFRE MÉRITE À ÊTRE COMPARÉ aux incertitudes des mesures de clôtures de phase qui ont été présentées dans le chapitre précédent : bénéficiant seulement d'une correction adaptative classique, il FIGURE 46: Exemple d'image simulée (monochromatique) utilisant le modèle théorique du coronographe parfait. Panneau de gauche : PSF noncoronographique, en apparence idéale, et pourtant affectée par un résidu de surface d'onde de 50 nm RMS. Panneau de droite : image coronagraphique correspondante affectée par la même erreur de surface d'onde. Les deux panneaux partagent la même échelle de couleur.

56. J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, A. Costille, D. Mouillet, J.-L. Beuzit, K. Dohlen, M. Kasper, M. Suarez, C. Soenke, A. Baruffolo, B. Salasnich, S. Rochat, E. Fedrigo, P. Baudoz, E. Hugot, A. Sevin, D. Perret, F. Wildi, M. Downing, P. Feautrier, P. Puget, A. Vigan, J. O'Neal, J. Girard, D. Mawet, H. M. Schmid, and R. Roelfsema. SAXO: the extreme adaptive optics system of SPHERE (I) system overview and global laboratory performance. Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 2(2):025003, Apr. 2016 n'est pas rare de mesurer des incertitudes inférieures au demi degré, ce qui correspond à une incertitude équivalente de quelques nanomètres sur le front d'onde. Même si l'interférométrie à masque nonredondant ne bénéficie pas du gain apporté par la réduction du bruit de photon de la source coronographiée, la propriété auto-étalonnante de la clôture de phase reste très avantageuse. La dernière partie de ce mémoire va par conséquent revenir sur cette notion et expliquer comment cette idée peut être généralisée à l'analyse d'images corrigées par de l'optique adaptative sans utiliser de masque non-redondant. "SO, IN THE FACE OF OVERWHELMING ODDS, I'M LEFT WITH ONLY ONE OP-TION : I'M GOING TO HAVE TO SCIENCE THE SHIT OUT OF THIS." ANDY WEIR, *THE MARTIAN* 

# Les noyaux de phase

Ce mémoire a rappelé à plusieurs reprises que le pouvoir de résolution d'un télescope est fondamentalement contraint par le phénomène de diffraction, dont l'ordre de grandeur caractéristique est donné par le rapport  $\lambda/D$  (voir équation 2). Les livres d'introduction à l'astronomie, présentent la contrainte de résolution angulaire de façon très simpliste, basée sur l'utilisation d'un critère binaire, considérant que tout ce qui est de taille inférieure à  $\lambda/D$  est non résolu. Les résultats observationnels présentés dans la première partie de ce mémoire ont, je l'espère, réussi à montrer que ce critère binaire ne réflète pas le réel potentiel des techniques modernes d'interprétation des données à haute résolution angulaire comme dans le cas de l'interférométrie à masque non-redondant.

Dans une image dominée par les structures de diffraction induite par la forme de la pupille du télescope lui même, la capacité à résoudre ou ne pas résoudre une structure dans le voisinage direct d'un objet est plutôt une question de rapport signal sur bruit, sur des mesures de visibilité complexe auxquelles la géométrie d'une pupille donne accès. A signal sur bruit infini ou si la réponse impulsionnelle (notée PSF, pour point spread function) d'un instrument est parfaitement connue, il n'y a pas de limite effective à la résolution qu'on peut atteindre en déconvoluant une image 57. C'est cette argumentation qui avait conduit, dans la première partie du manuscrit de cette HDR, à masquer la majorité de la pupille d'un instrument. On a pu voir que l'insertion dans la pupille d'un masque non-redondant simplifie considérablement l'interprétation des données même lorsque la PSF n'est pas parfaitement caractérisée et permet l'extraction de quantités observables auto-étalonnées appelées clôtures de phase qui permettent de s'affranchir des erreurs résiduelles de la correction adaptative.

CETTE SIMPLIFICATION A UN COÛT : la condition stricte de nonredondance de la pupille impose que typiquement 90 % de la surface collectrice totale soit masquée. À cette perte de transmission s'ajoute un effet plus marqué de diffraction par des trous, qui s'accompagne par une perte significative de sensibilité des observations. Tant que la perte de signal s'accompagne d'un gain global de rapport signal sur bruit, l'impact global reste positif. Mais à mesure que les ambitions scientifiques des programmes d'observation par interféromé-



FIGURE 47: Appliquer les méthodes de l'interférométrie aux données acquises par des télescopes équipés d'optique adaptative pour atteindre le plein potentiel de résolution angulaire des télescopes : voilà l'ambition principale du projet KERNEL.

57. à condition de suffisamment échantillonner cette image

# 60 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

trie augmente, le bruit de photon des structures à détecter dans le voisinage d'une source centrale non-résolue devient un terme dominant de l'équation de rapport signal sur bruit. Cette perspective est suffisamment sérieuse pour que les promoteurs principaux de l'utilisation de masques non-redondants se soient lancés dans l'étude et l'expérimentation de remapping de la pupille comme FIRST <sup>58</sup> à base de fibres optiques ou DragonFly <sup>59</sup> à base de circuit en optique intégrée, qui peuvent en théorie permettre d'utiliser l'intégralité de la lumière collectée en réorganisant la pupille redondante d'un instrument classique en une ou plusieurs pupilles non-redondantes.

La puissance pratique de la clôture de phase m'a, au fur et à mesure de son utilisation, fortement impressionné. L'exploitation de cet observable m'a permis lors de la première partie de mon parcours post-thèse, de faire beaucoup d'observations intéressantes et inédites dans le domaine de la détection de compagnons, couvrant une région de l'espace des paramètres qui n'est toujours pas abordée par la coronographie depuis le sol. J'ai été tenté d'en étendre le domaine d'application, et ai commencé à réfléchir à une extension de cette notion, qui soit utilisable pour des pupilles ne respectant pas la condition de non-redondance. Un des projets de ma thèse concernait la méthode de cophasage dite des speckles dispersés<sup>60</sup>, que j'avais partiellement réussi à appliquer aux pupilles redondantes, mais avec une méthode peu généralisable. Fort de cette expérience de l'utilisation pratique des clôtures de phase, j'ai révisé la "recette" de ma thèse en lui donnant une fondation saine et solide, reposant sur l'algèbre linéaire. Grâce à cette approche, j'ai pû démontrer l'existence de nouvelles quantités observables, baptisées noyaux de phase (ou kernel-phase en anglais), car elles forment une base pour le noyau de l'application linéaire qui permet de modéliser le système optique. Quelques années plus tard, j'ai complété cette étude initiale par une description d'une application littéralement orthogonale à celle des noyaux, qui exploite l'information contenue dans le plan de Fourier à des fins de métrologie.

CES DÉVELOPPEMENTS ONT ÉTÉ RENDUS POSSIBLES GRÂCE À UN CHANGEMENT MAJEUR : la disponibilité de l'optique adaptative (OA). En effet, contrairement à ce qui se faisait encore vers la fin des années 1980<sup>61</sup>, le masque non-redondant n'est maintenant que très rarement utilisé en l'absence d'OA. Combiner l'interférométrie NRM à l'OA était une étape facilement justifiable : l'analyse de Fourier des interférogrammes NRM requiert des temps d'intégration plus courts que le temps de cohérence associé à la turbulence atmosphérique. Cette contrainte se traduit rapidement par une faible sensibilité, limitant la technique à l'observation des sources les plus brillantes. L'OA, même si elle reste imparfaite en l'absence de feedback direct en provenance du plan focal (voir chapitre précédent), stabilise le front d'onde et permet d'intégrer plus longtemps, rendant possible l'observation interférométrique de sources considérablement plus faibles et permet-

- G. Perrin, S. Lacour, J. Woillez, and É. Thiébaut. High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping. MNRAS, 373:747–751, Dec. 2006
- 59. N. Jovanovic, P. G. Tuthill, B. Norris, S. Gross, P. Stewart, N. Charles, S. Lacour, M. Ams, J. S. Lawrence, A. Lehmann, C. Niel, J. G. Robertson, G. D. Marshall, M. Ireland, A. Fuerbach, and M. J. Withford. Starlight demonstration of the Dragonfly instrument: an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging. MNRAS, 427:806–815, Nov. 2012
- 60. F. Martinache. Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes: the dispersed speckles principle. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 6:216–220, Feb. 2004

 A. C. S. Readhead, T. S. Nakajima, T. J. Pearson, G. Neugebauer, J. B. Oke, and W. L. W. Sargent. Diffraction-limited imaging with ground-based optical telescopes. AJ, 95:1278–1296, Apr. 1988; and T. Nakajima, S. R. Kulkarni, P. W. Gorham, A. M. Ghez, G. Neugebauer, J. B. Oke, T. A. Prince, and A. C. S. Readhead. Diffraction-limited imaging. II - Optical aperture-synthesis imaging of two binary stars. AJ, 97:1510–1521, May 1989 tant de mesurer des clôtures de plus en plus petite amplitude<sup>62</sup>.

Nous avons vu dans la première partie du mémoire comment l'information de cohérence potentiellement collectable par un télescope est détruite (voir la figure 15) lors d'un process impliquant la turbulence et la redondance. L'OA change cependant considérablement la donne : la figure 48 illustre son impact sur la mesure de la visibilité complexe résultant de la somme de cinq phaseurs (ie. correspondant à une base interférométrique redondante d'ordre cinq. En l'absence d'OA, les phases individuelles des phaseurs sont effectivement aléatoires mais dès que l'OA offre une correction même partielle de la surface d'onde, les phaseurs tendent à s'aligner et la phase résultante peut être approximée comme la moyenne de la phase des phaseurs individuels. Ce changement va permettre de reformuler la relation de convolution objet-image (equation 1) qui est fondamentalement dégénérée, en une équation linéaire, en s'intéressant à la phase dans l'espace de Fourier.



62. P. Tuthill, J. Lloyd, M. Ireland, F. Martinache, J. Monnier, H. Woodruff, T. ten Brummelaar, N. Turner, and C. Townes. Sparse-aperture adaptive optics. In Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L.; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. (2006)., July 2006

FIGURE 48: Somme de cinq phaseurs dans le plan complexe : le premier panneau reproduit une figure présentée au premier chapitre. La phase aléatoire de chaque phaseur conduit à une visibilité complexe globale dont la phase et la visibilité peuvent prendre des valeurs aléatoires. Le second panneau présente une situation beaucoup plus avantageuse où une optique adaptative stabilise partiellement la phase individuelle des phaseurs. La phase résultante peut être approximée comme étant la moyenne des phases individuelles des phaseurs contribuant à cette base.

# Généralisation de la notion de clôture

Pour comprendre comment construire cette généralisation de la clôture de phase, on peut passer en revue une petite série de modèles élémentaires de complexité croissante. Le premier système est la configuration interférométrique permettant l'acquisition d'une unique quantité de clôture : trois ouvertures A,B et C, formant un triangle tel

que les lignes de base (A-B), (B-C) et (C-A) soient non redondantes, comme représenté dans la figure 49.



FIGURE 49: A gauche : représentation schématique d'un interféromètre à trois sous-ouvertures A,B et C formant un triangle non-redondant. A droite : représentation du plan de Fourier couvert par ce système : trois mesures de phase pour les lignes de base (A-B), (A-C) et (B-C) sont possibles.

Les équations décrivant la phase qui peut être mesurée dans l'espace de Fourier pour ces trois bases interférométriques s'écrivent de la façon suivante :

$$\Phi(A-B) = \Phi_O(A-B) + (\varphi_A - \varphi_B)$$
  

$$\Phi(A-C) = \Phi_O(A-C) + (\varphi_A - \varphi_C)$$
  

$$\Phi(B-C) = \Phi_O(B-C) + (\varphi_B - \varphi_C).$$

où  $\Phi(X - Y)$  représente la phase mesurée pour la base (X-Y),  $\Phi_O(X - Y)$  la phase attendue de la source pointée et la différence ( $\varphi_X - \varphi_Y$ ), le piston instrumental affectant cette même base. Ce système d'équations peut être réécrit de façon plus compacte sous forme matricielle, si l'on introduit les vecteurs à trois composantes  $\Phi$ ,  $\Phi_O$  et  $\varphi$ , ainsi qu'une matrice **A** tels que :

$$\Phi = \Phi_O + \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varphi}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$
(24)

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 \end{bmatrix}$$
(25)

LA MATRICE **A** EST APPELÉE MATRICE DE TRANSFERT DE PHASE. Elle décrit comment la phase instrumentale  $\varphi$  se propage dans le plan de Fourier pour polluer la mesure des phases intrinsèques à l'objet que l'on souhaite caractériser. La relation de clôture classique, qui combine les lignes du système d'équations de façon à créer une relation ne contenant aucun terme dépendant de  $\varphi$ , peut être repensée comme l'application d'un opérateur linéaire **K**, s'appliquant par la gauche, de telle sorte que  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{A} = 0$ . La solution évidente ici :  $\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 1 \end{bmatrix}$ , appliquée par la gauche à l'équation 24, vérifie :

$$\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\Phi} = \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\Phi}_{O}, \tag{26}$$

ce qui est une reformulation algébrique de la propriété désirée de la clôture de phase : le produit  $\mathbf{K} \cdot \Phi$  ne dépend plus que des propriétés de l'objet ( $\Phi_O$ ). Une fois ce modèle et cette réécriture compris, on peut passer au scénario suivant, utilisant lui aussi trois ouvertures A, B et C mais cette fois ci placées en ligne, de telle sorte que les bases (A-B) et (B-C) soient de la même longueur, comme représenté

dans la figure 50. Un tel système est redondant : les bases (A-B) et (B-C) donnent accès à la même information  $\Phi_O(B - C)$  sur la source. Chaque mesure est par contre polluée par son terme de phase instrumentale respectif ( $\Delta \varphi_{A-B}$  et  $\Delta \varphi_{B-C}$ ). Dans un mode de recombinaison interférométrique de type Fizeau (qui est le seul considéré ici), ces informations vont se trouver mélangées au même point de l'espace de Fourier, ce qui se traduit par un système d'équations différent du cas précédent<sup>63</sup> :

$$\Phi(A-C) = \Phi_O(A-C) + \Delta \varphi_{AC}$$

$$\Phi(B-C) = Arg\left(e^{i(\Phi_0(B-C) + \Delta \varphi_{AB})} + e^{i(\Phi_0(B-C) + \Delta \varphi_{BC})}\right).$$
(28)



Dans sa forme de base, l'équation de phase 28 est problématique. Les deux termes exponentiels complexes, peuvent, tout à fait, selon les valeurs des pistons instrumentaux s'ajouter de façon constructive ou desctructive, ce qui se traduit par une mesure de la phase pouvant prendre des valeurs complètemet aléatoires (voir la figure 48). C'est précisément ce qui a justifié l'utilisation d'un masque imposant la condition de stricte non-redondance. Cependant, en présence d'optique adaptative, cette équation peut être linéarisée. Les termes instrumentaux supposés être suffisamment petits ( $\Delta \phi \ll 1$ ) pour permettre d'écrire le nouveau système <sup>64</sup> :

$$\Phi(A-C) = \Phi_O(A-C) + \Delta \varphi_{AC}$$
(29)

$$\Phi(B-C) \approx \Phi_O(B-C) + \frac{1}{2}\Delta\varphi_{AC}.$$
 (30)

Comme dans le scénario précédent, ce système d'équation peut être réécrit sous forme matricielle, requérant l'introduction d'une nouvelle matrice (diagonale) **R** appelée matrice de redondance, telle que :

$$\Phi = \Phi_O + \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varphi} \tag{31}$$

avec cette fois :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} \qquad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}$$
(32)

On peut définir une nouvelle relation de clôture, matérialisée par un nouvel opérateur K s'appliquant par la gauche tel que  $K \cdot R^{-1}$ . 63. On introduit la notation  $\Delta \varphi_{XY} = \varphi_X - \varphi_Y$  qui permet de réduire la longueur des équations.

FIGURE 50: A gauche : représentation schématique d'un interfèromètre à trois sous-ouvertures A, B et C formant un système redondant en ligne. A droite : représentation schématique du plan de Fourier couvert par ce système. Cette configuration redondante ne donne accès qu'à deux éléments d'information de phase sur l'objet. L'équation de la phase pour la base (B-C) doit être modifiée pour prendre en compte cette redondance.

64. Avec la phase instrumentale linéarisée, des simplifications s'opèrent, telle qu'ici où les deux termes  $\Delta \varphi_{AB}$  et  $\Delta \varphi_{BC}$  s'additionnent pour ne laisser que  $\Delta \varphi_{AC}$  (théorème de Chasles).  $\mathbf{A} = 0$ . La solution :  $\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & -2 \end{bmatrix}$  vérifie cette équation. C'est une forme généralisée de clôture de phase (généralisée car elle fait intervenir la redondance), que j'ai choisi d'appeler noyau de phase, ou kernel, car le vecteur contenu dans cet opérateur fait partie du noyau de la matrice de transfert de phase  $\mathbf{A}$ .

Pour cet exemple spécifique, le passage par une écriture matricielle est une complication discutable et le véritable potentiel de ce formalisme devient plus évident lorsqu'on l'utilise pour traiter le cas d'ouvertures plus riches, comme va le montrer le dernier des scénarios élémentaires, représenté dans la figure 51, n'impliquant qu'une ouverture de plus que les cas précédents.



FIGURE 51: A gauche : représentation schématique d'un interfèromètre à quatre sous-ouvertures A, B, C et D; formant un système redondant en forme de losange. A droite : le plan de Fourier couvert par ce système. Cette configuration redondante donne accès à quatre lignes de bases distinctes, dont deux redondantes d'ordre 2.

Avec les matrices de transfert de phase **A** et de redondance **R** en place, la même équation 31 s'applique. Le contenu des matrices doit être mis à jour. Il faut choisir une convention pour l'ordre dans lequel on écrit les équations correspondant aux différentes bases dans le plan de Fourier : ma convention est de parcourir le plan de Fourier de la gauche vers la droite d'abord, et de haut en bas ensuite, ce qui donne la séquence suivante : (D-B), (A-B), (D-A) et (A-C). Il faut de la même façon, choisir un ordre pour les sous-ouvertures : pour aider à la lecture, je choisis ici de prendre les ouvertures dans l'ordre alphabétique. Avec ces conventions, les matrices s'écrivent :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \\ -1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \qquad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
(33)

Cette fois ci, deux noyaux ou relations de clôture généralisée sont possibles : on peut ainsi vérifier que  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{A} = 0$  lorsque :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & -2 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -2 & -1 \end{bmatrix}.$$
 (34)

# Recherche automatisée des kernels

Tout l'ART de l'APPROCHE PROPOSÉE REPOSE dans la bonne tenue d'un modèle qui permet de savoir quelles combinaisons d'ouvertures contribuent aux termes de pistons  $\Delta \varphi_i^k$  pour la composante de Fourier d'indice k: cette connaissance est contenue dans la matrice de transfert de phase **A**. Au delà des exemples élémentaires proposés, la construction à la main de ces modèles devient vite fastidieuse : la suite des opérations est confiée à un algorithme automatique qui va construire les matrices **A** et **R** à partir d'un fichier de coordonnées proposant une représentation discrète de la pupille d'un instrument<sup>65</sup>. Si l'on appelle  $N_A$  le nombre de sous-ouvertures virtuelles dans la pupille et  $N_{UV}$ , le nombre de fréquences spatiales distinctes que ces sous-ouvertures permettent de construire, la matrice de transfert **A** est une matrice à  $N_{UV}$  lignes et  $N_A - 1$  colonnes<sup>66</sup>.

UN EXEMPLE CONCRET DE MODÈLE utilisé pour interpréter des données en provenance du télescope de Hale au Mont Palomar est présenté dans la figure 52. Ce modèle, construit par le code de calcul des kernels XARA, montre la représentation discrète de la pupille et la couverture du plan de Fourier qui lui est associée. Pour cet exemple spécifique, la pupille continue du télescope est représentée par un vecteur constitué de 332 points d'échantillonnage, choisis selon une maille régulière de façon à réfléter la nature redondante de cette pupille et incluant la connaissance de la présence d'un masque placé par l'observateur en plan pupille ("Medium-Cross"). Cet échantillonnage donne accès à un total de 1124 fréquences spatiales distinctes dans le plan de Fourier. Cela veut dire que la matrice de transfert de phase A correspondant à ce modèle de l'instrument est faite de 1124 lignes et 331 colonnes. La matrice de redondance R qui y est associée, contient sur sa diagonale des termes allant de 1 (quelques bases sont en effet non-redondantes) à 280 (pour les bases les plus courtes, également les plus redondantes). Notez au passage que les deux matrices  $\mathbf{R}^{-1}$  et  $\mathbf{A}$  peuvent tout à fait en pratique être combinées en une seule matrice <sup>67</sup>. L'avantage à garder les deux termes séparés est que sous cette forme, A ne contient que les valeurs 0, 1 ou -1.



- 65. Le code XARA (eXtreme Angular Resolution) réalisant ce travail est disponible sur http://github.com/ fmartinache/xara
- 66. Même si elle est bien affectée par les pistons individuels affectant les différentes bases virtuelles, une image Fizeau est insensible à un terme de piston global s'appliquant à l'intégralité de la pupille : on ne mesure pas le front d'onde absolu, mais relativement à un point de référence choisi arbitrairement dans la pupille. Cela revient à éliminer une des colonnes de la matrice de tranfert de phase, d'où le  $N_A - 1$ .

67. A l'avenir, je ne ferai d'ailleurs plus la distinction entre A et  $R^{-1}\cdot A$ 

FIGURE 52: A gauche : modèle discret de la pupille dite "Medium-Cross" de l'instrument PHARO équipant le télescope de Hale au Mont Palomar, constitué de 332 points d'échantillonnage. A droite : couverture du plan de Fourier offerte par cette pupille : les 332 éléménts discrets de la pupille forment 1124 fréquences spatiales distinctes dans le plan de Fourier. Les unités des axes horizontaux et verticaux sont en mètres.

UNE FOIS CETTE MATRICE CONSTRUITE, la recherche de ses kernels se fait également de façon automatique, en utilisant sa décomposition en valeurs singulières (SVD pour Singular Value Decomposition). Cet algorithme permet de décomposer la matrice **A** de telle 66 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

sorte que :

$$\mathbf{A} = \mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{V}^T, \tag{35}$$

où **U** et **V** sont des matrices unitaires et  $\Sigma$  une matrice diagonale contenant les valeurs singulières de **A**. Ces valeurs singulières sont réelles, posisives et ordonnées de manière décroissante jusqu'à atteindre exactement zéro à un point qui dépend des propriétés de la pupille. La figure 53 représente les valeurs singulières associées au modèle de PHARO introduit plus haut.



FIGURE 53: Représentation des valeurs singulières de la matrice de transfert du modèle de l'instrument PHARO introduit précédemment. On observe pour ce cas précis que les 166 premières valeurs singulières sont strictement positives et que les 166 suivantes sont au niveau du bruit numérique, ie. zéro.

Dans notre contexte, les kernels recherchés sont les combinaisons de lignes de la matrice de tranfert **A**, regroupées dans un opérateur **K**, qui vérifient  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{0}$ . Ces combinaisons se trouvent être contenues dans les colonnes de la matrice **U** correspondant à des valeurs singulières nulles. On peut s'en convaincre en multipliant les deux côtés de l'équation 35 par la gauche par  $\mathbf{U}^T$ :

$$\mathbf{U}^T \cdot \mathbf{A} = \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{V}^T, \tag{36}$$

et bien constater que les dernières colonnes de **U** produisent des zéros. La phase instrumentale peut donc théoriquement être entièrement éliminée et produire, à partir des  $N_{UV}$  observables originaux, pollués par les résidus de contrôle de surface d'onde, un sousensemble de  $N_K$  nouveaux observables qui n'en dépendent pas : les noyaux de phase.

#### La relation de convolution revisitée

Dans tous les cas particuliers qui viennent d'être présentés, on voit qu'on peut, en faisant l'hypothèse des petites aberrations, écrire que l'équation générale de la phase d'une composante d'indice k de Fourier, de redondance r:

$$\Phi^{k} = \Phi_{O}^{k} + Arg\left(\sum_{i=0}^{r} \exp\left(j\Delta\varphi_{i}^{k}\right)\right), \qquad (37)$$

peut être linéarisée :

$$\Phi^k \approx \Phi^k_O + \frac{1}{r} \sum_{i=0}^r \Delta \varphi^k_i, \qquad (38)$$

Il est possible de connaître *a priori* les différentes parties de l'ouverture qui contribuent à chaque point de mesure dans le plan de Fourier et d'encoder cette connaissance dans la matrice de transfert **A** et la matrice de redondance **R**. Un équivalent de la relation classique de convolution objet - image :

$$I = O \otimes PSF \tag{39}$$

peut être écrit pour la phase dans l'espace de Fourier, s'écrivant comme  $^{68}$  :

$$\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{\Phi}_0 + \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varphi}. \tag{40}$$

La relation de convolution est dégénérée : une image donne accès à autant de quantités observables qu'elle n'offre de pixels. Déconvoluer l'image, en l'absence d'apriori fort sur les propriétés de la PSF, revient à trouver deux fois plus d'inconnues que de contraintes disponibles, ce qui n'est pas possible. Le modèle proposé permet un traitement alternatif des données : ce sont les propriétés de **A** (et donc celles du modèle discret représentant la pupille) qui vont déterminer la part d'information sur la source qui est recouvrable par les kernels<sup>69</sup> ou les contraintes métrologiques qu'on peut en tirer<sup>70</sup>.

CONTRAIREMENT À LA CONVOLUTION le modèle proposé n'offre qu'une description partielle de l'information, sur la phase. L'information d'amplitude, même si elle est également accessible par un traitement similaire<sup>71</sup>, ne sera pas traitée ici.

- F. Martinache. Kernel Phase in Fizeau Interferometry. ApJ, 724:464–469, Nov. 2010
- 70. F. Martinache. The Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor. PASP, 125:422–430, Apr. 2013
- B. J. S. Pope. Kernel phase and kernel amplitude in Fizeau imaging. MNRAS, 463:3573–3581, Dec. 2016

<sup>68.</sup> Le code de couleur utilisé permet de faire la correspondance entre les deux formes.

# Pupille et nombre de kernels

La construction du modèle discret d'un instrument est l'étape clé du process, qui conditionne toute la suite des opérations. Il n'aura peut être pas échappé au lecteur, dans l'exemple illustré par la figure 53, que le modèle utilisé pour décrire la pupille de l'instrument PHARO produit un nombre de valeurs singulières nulles qui est exactement la moitié du nombre de points originaux. Cette propriété remarquable est due aux propriétés de symétrie de la géométrie de la pupille. En pratique, une pupille symétrique discrétisée en un réseau de  $N_A$  sous-ouvertures produira systématiquement  $N_A/2$  valeurs singulières non-nulles. Si on connaît le nombre  $N_{UV}$  de points dans le plan de Fourier, on peut donc connaître, pour une pupille symétrique, le nombre  $N_K$  de kernels :

$$N_K = N_{UV} - N_A/2.$$
 (41)

Une justification de cette propriété a été donnée dans la section annexe d'un article qui sera introduit un peu plus loin<sup>72</sup>. En plus des propriétés de symétrie de la pupille (sur lesquelles nous reviendrons plus tard), les détails de la géométrie vont avoir un impact sur le nombre total de points distincts accessibles dans le plan de Fourier. Il est impossible de prédire tous les cas de figure possibles, néanmoins quelques cas particuliers peuvent guider notre compréhension de la dimension du problème en nous donnant les bons ordres de grandeur.



72. F. Martinache. The Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor. **PASP**, 125:422–430, Apr. 2013

FIGURE 54: Répartition ordonnée de la redondance pour le modèle de pupille de PHARO à 332 sous ouvertures virtuelles. La redondance moyenne pour ce modèle est de 48. L'intégrale de cette courbe est de 54946.

Le premier ordre de grandeur à avoir en tête est celui du nombre de fréquences spatiales maximal accessible à une pupille strictement non-redondante de  $N_A$  sous-pupilles, qui est égal au nombre de paires parmi  $N_A$ , soit  $\binom{N_A}{2} = N_A \times (N_A - 1)/2$ . Les 332 sous ouver-tures virtuelles décrivant la pupille de l'instrument PHARO présenté

plus tôt, si on pouvait les réorganiser en un réseau non-redondant, donneraient accès à 54946 mesures distinctes ! Si ce nombre est considérablement plus grand que les 1124 points indépendants de l'espace de Fourier reportés, c'est parce que la pupille est fortement redondante, comme le rappelle la figure 54 affichant la répartition de cette redondance. L'intégrale de la courbe représentée, correspondant au total des 1124 points effectifs, pondérés par leur redondance respective, est égale à 54946, ce qui est exactement le nombre maximum reporté plus tôt.

UN CAS DE FIGURE RELATIVEMENT GÉNÉRIQUE sur lequel nous pouvons faire des observations intéressantes est celui d'un réseau de sous pupilles organisé en une série d'anneaux concentriques, suivant une maille hexagonale : c'est après tout une bonne approximation pour représenter une ouverture circulaire et au vu de la banalisation des ouvertures segmentées à venir (voir la Figure 55), ce modèle devient de plus en plus pertinent. Si on paramétrise cette géométrie par le nombre d'anneaux  $n_r$  qu'elle contient, le nombre total de sousouvertures contenu (excluant la sous-ouverture centrale) est de :

$$N_A = 3n_r \times (n_r + 1), \tag{42}$$

et le nombre de points indépendants formés dans l'espace de Fourier correspondant est de :

$$N_{UV} = 3n_r \times (2n_r + 1). \tag{43}$$

Comme de telles pupilles sont parfaitement symétriques, la propriété sur le nombre de kernels constructibles (équation 41) s'applique. On peut ainsi s'amuser à estimer la fraction totale de l'information de phase qui est récupérable par les kernels pour une pupille pleine, en calculant le rapport :

$$f(n_r) = \frac{N_K}{N_{UV}} = 1 - \frac{N_A}{2N_{UV}} = 1 - \frac{n_r + 1}{2 \times (2n_r + 1)}.$$
 (44)

Créer un modèle discret au pas de plus en plus fin, conduit à un nombre de couronnes tendant vers l'infini : la fraction totale de l'information de phase sauvée par les kernels tend asymptotiquement vers :

$$\lim_{n_r \to \infty} f(n_r) = 0.75. \tag{45}$$

Ce qui veut dire que pour une pupille pleine, on peut compter récupérer environ 75 % de l'information de phase collectée par la pupille (mais polluée par les résidus de correction adaptative) grâce aux kernels. Ceci est une estimation pessimiste de la fraction d'information récupérable : une application numérique au cas spécifique de PHARO qui a accompagné ce chapitre révèle une meilleure performance, avec une fraction  $f = (1124 - 332/2)/1124 \approx 0.85$ . Ceci est dû aux propriétés spécifiques de la pupille, et en particulier de sa grande obstruction centrale.



FIGURE 55: Exemple emblématique de télescope segmenté : le JWST, qui devrait être placé au point L2 du système Terre-Soleil en 2018.

# Pupilles optimisées pour les kernels?

L'observation précédente conduit naturellement à la question suivante : y a-t-il une géométrie de pupille qui optimise la fraction d'information de phase théoriquement récupérable par les kernels? La capacité à comprendre la nature d'une source complexe avec un réseau interférométrique dépend de la richesse de la couverture uv et du nombre d'observables de qualité qui peuvent en être extraits. Si on exclut la possibilité de faire de la synthèse d'ouverture en utilisant la rotation du ciel pour augmenter cette couverture, la capacité à collecter plus d'observables pour un instrument dont la taille est contrainte est important.





On peut repartir d'une configuration non-redondante compacte, telle que la configuration G12 de Golay<sup>73</sup>, et chercher la plus petite pupille discrète pleine dans laquelle la configuration G12 s'insère : une proposition, offrant la même baseline minimale et maximale est visible dans la rangée du milieu de la figure 56. Avec cette configuration dense, on augmente la couverture uv, qui passe de  $N_{UV} = 66$  pour G12 à  $N_{UV} = 108$  pour la configuration pleine. Cependant, lorsqu'on compare le nombre de kernels ou clôtures qu'on peut construire, on voit qu'avec  $N_K = 55$  clôtures de phase, la configuration G12 reste avantageuse par rapport à l'ouverture pleine pour laquelle on peut extraire  $N_K = 49$  kernels.

	Golay 12	Full	Ring
$n_A$	12	27	15
$f_A$	0.61	1.0	1.0
	(N <sub>UV</sub> =66)	(N <sub>UV</sub> =108)	(N <sub>UV</sub> =108)
$f_R$	0.83	0.45	0.79
	$(N_K = 55)$	$(N_K=49)$	$(N_K = 85)$
$f_A \times f_R$	0.51	0.45	0.79

Une alternative beaucoup plus intéressante à la configuration pleine est de ne conserver que les ouvertures situées sur la couronne externe du réseau dense : cette nouvelle géométrie annulaire et la pleine offrent la même couverture du plan uv, avec des propriétés de redondance très différentes. Ces différences se reflètent dans le nombre plus important  $N_K = 85$  de kernels qu'on peut extraire de la configuration annulaire. Les propriétés comparées des trois réseaux sont résumées dans la Table 1.



La configuration pleine représentée dans la figure 56 est construite sur une maille hexagonale mais n'est pas constituée d'une série d'anneaux concentriques. Si riche de ces nouvelles informations, on compare maintenant une telle configuration (voir la figure 57 qui présente le cas du TMT) à la configuration annulaire qui lui correspond, on confirme cette observation : la structure annulaire offre la même couverture du plan de Fourier en augmentant le nombre de kernels constructibles (rappel :  $N_K = N_{UV} - N_A/2$ ) et donc la fraction totale  M. Golay. Point arrays having compact, nonredundant autocorrelations. *JOSA*, 61:272–273, 1971

TABLE 1: Résumé des propriétés des configurations G12, pleine et annulaire.  $n_A$ ,  $n_{UV}$  et  $n_K$  représentent respectivement le nombre total de sous ouvertures dans la configuration, le nombre de points distincts dans le plan uv qu'ils couvrent et le nombre de kernels qui peuvent être déduits de ces mesures brutes. La configuration annulaire est la plus avantageuse.

FIGURE 57: Le TMT (Thirty Meter Telescope) est un projet de télescope segmenté de 30 mètres de diamètre dont la pupille est faite de 492 segments. Si l'on considère que la base interférométrique la plus courte accessible correspond à la distance entre deux segments adjacents, cette pupille ouvre l'accès à 972 bases interférométriques distinctes. Les 78 segments de la couronne externe, permettent à eux seuls, de donner accès à toutes ces mêmes fréquences spatiales. de l'information de phase préservable.

	Full pupil	Ring only
n <sub>A</sub>	492	78
n <sub>UV</sub>	972	972
n <sub>K</sub>	726 (75 %)	933 (96 %)
Max. redundancy	462	26
Mean redundancy	124	3

TABLE 2: Propriétés comparées de la pupille du TMT et de la configuration n'utilisant que les ouvertures de la couronne externe. Avec six fois moins de segments, cette configuration annulaire offre la même couverture uv et permet l'extraction d'un nombre plus important de kernels de phase.

Si l'on reprend le calcul de la fraction total de l'information de phase récupérable par les kernels pour l'ouverture annulaire, réduite à un nombre réduit à  $N_A = 6n_r$  ouvertures, cette fraction (voir l'équation 44) devient :

$$f(n_r) = 1 - \frac{1}{(2n_r + 1)}.$$
(46)

Cette fraction tend rapidement vers 100 % lorsque  $n_r$  augmente, suggérant fortement que les pupilles annulaires sont particulièrement adaptées à l'analyse proposée.

Cet avantage ne concerne que le nombre total d'observables sans aucune considération pour le rapport signal sur bruit qui leur est associé. Victime de l'économie, il a été évoqué à plusieurs reprises que le projet européen d'ELT pourrait au moins dans un premier temps, démarrer ses observations avec une pupille moins riche qu'initialement prévue. Un travail systématique des mérites relatifs de différentes configurations, incluant les considérations de signal sur bruit et de sensibilité aux aberrations résiduelles serait un guide utile pour décider de l'optimisation de la pupille de l'ELT, si une telle stratégie de mise en oeuvre du télescope se confirmait.

#### Extraction de la phase de Fourier

Héritant directement des techniques mises en oeuvre dans le pipeline de réduction des données à masque non-redondant pendant mon post-doc à Cornell, l'extraction de la phase de Fourier se fait après calcul de la FFT de l'image de départ, préalablement centrée et éventuellement zéro-paddée pour offrir une résolution suffisante dans l'espace de Fourier.

Le modèle discret du plan uv résultant du modèle de la pupille de l'instrument dont on peut voir un exemple à droite de la figure 52 donne une liste de bases interférométriques exprimées en mètres. Pour être utilisées sur un jeu de données, ces longueurs en mètres doivent être mises à l'échelle, par un facteur  $\kappa$  qui dépend de l'échelle focale *ps* (pour *plate-scale*, généralement exprimée en millisecondes d'arc par pixel; *isz* de la taille totale de l'image (comprenant le *zero-padding*) en pixels; ainsi que la longueur d'onde  $\lambda$ , exprimée en mètres :

$$\kappa = \frac{ps * \pi * isz}{180 * 3600 * 1000 * \lambda}.$$
(47)


FIGURE 58: Exemple de projection du modèle de bases interférométiques sur la FFT d'une image. A gauche, image observée avec le télescope de Hale sur l'étoile  $\alpha$ -Ophiucus. A droite, la phase de la transformée de Fourier de cette même image, calculée par FFT avec en overlay, la position des bases interférométriques virtuelles du modèle discret après mise à l'échelle.

Une fois mis à l'échelle en pixels, ce modèle des bases interférométriques est projeté sur le résultat de la FFT, et l'information est extraite aux pixels (arrondis au nombre entier le plus proche) pour peupler le vecteur  $\Phi$  (voir figure 58). Bien que fonctionnelle et ayant été utilisée jusque là pour produire les résultats reportés dans ce mémoire, cette méthode a des limites : les bases projetées correspondent rarement à un nombre entier de pixels dans l'espace de Fourier et un modèle discret fin qui requiert une résolution importante dans l'espace de Fourier peut demander beaucoup de padding, pour éviter des problèmes d'aliasing.

L'approche du pixel entier le plus proche peut causer deux problèmes : dans le moins défavorable des cas, on est légèrement horscible et la mesure de la phase de Fourier peut être biaisée. Dans un cas moins favorable, lorsqu'on échantillonne l'information près du bord du support de Fourier, on peut accidentellement inclure des points en dehors de ce support, qui présentent des sauts de phase d'amplitude maximale  $\pm \pi$ . Une possibilité est, après FFT, d'interpoler les valeurs calculées pour fournir une estimation plus juste de la phase pour la base interférométrique considérée. Une telle approche est cependant lourde à mettre en oeuvre, en particulier si elle est utilisée dans un contexte de contrôle de front d'onde temps réel, qui peut avoir besoin d'être rapide.

Une approche plus satisfaisante consiste à calculer la transformée de Fourier discrète aux seuls points uv concernés par le modèle. L'approche développée est une ré-écriture de la transformée de Fourier discrète (DFT) classique **F** appliquée à une image **I** en utilisant une matrice de Vandermonde (normalisée) **W** contenant les puissances de la racine N-ième de l'unité  $w = e^{-i2\pi/N}$ :

$$\mathbf{W} = \left(\frac{w^{jk}}{\sqrt{N}}\right)_{j,k=0,\dots,N-1}.$$
(48)

Disposant d'une telle matrice, la DFT de l'image s'écrit comme le résultat du produit matriciel suivant :

$$\mathbf{F} = \mathbf{W} \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{W}^T, \tag{49}$$

où W et  $W^T$  (= W) agissent respectivement sur les lignes et les colonnes de l'image I<sup>74</sup>. Comme le modèle discret est construit à partir d'une grille périodique, le plan de Fourier est également échantillonné de façon périodique : en adaptant le contenu des matrices gauche et droite s'appliquant à I, on peut écrire cette DFT locale (LDFT) comme le résultat d'un autre produit matriciel :

$$\mathbf{F} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{R}, \tag{50}$$



74. En faisant l'hypothèse que l'image est carrée. Pour une image rectangulaire, les matrices gauches et droites seront différentes. C'est la disponibilité d'une version particulièrement rapide de cette DFT (la FFT) qui fait que cette technique est très employée.

FIGURE 59: En haut : Modèle discret (pupille et plan uv) d'une ouverture circulaire avec obstruction centrale de 30 % du diamètre total et araignées se croisant perpendiculairement. En bas, calcul de la LDFT d'une image produite par le système optique, en l'absence d'aberration, séparant l'amplitude (à gauche) et la phase (à droite) calculée pour les fréquences spatiales demandées seulement. Avec une grille périodique orientée de façon à suivre la direction des pixels dans l'image, l'algorithme est particulièrement efficace car peu de points sont calculés en dehors du vrai support de la transformée de Fourier.

où les lignes de L (respectivement, les colonnes de R)<sup>75</sup> contiennent les puissances successives (de -isz/2 à +isz/2-1) du vecteur de racines pour les coordonnées  $v_j$  (respectivement  $u_j$ ) des  $N_b$  bases concernées :

$$v = \left(\frac{e^{-i2\pi\kappa u_j/isz}}{\sqrt{isz}}\right)_{j=0,N_b-1}.$$
(51)

Pour évaluer l'intérêt de cette implémentation de l'algorithme d'extraction, on va comparer les résidus d'extraction des deux méthodes 75. voir l'implémentation exacte sur http://github.com/fmartinache/ xara/blob/master/xara/core.py#L491 FFT et LDFT, pour une image à signal sur bruit infini : une image contenant un objet binaire de propriétés connues (séparation angulaire de 30 mas et contraste de 0.25), acquise par un télescope de 8 mètres de diamètre, avec une pupille respectant le modèle présenté dans la description de la figure 59, observant à la longueur d'onde  $\lambda = 1.6 \,\mu$ m avec une échelle focale de 10 mas par pixel. On s'attend à ce que la qualité de la transformée de Fourier discrète augmente <sup>76</sup> avec la taille de l'image aussi on compare deux cas : le premier où on ne conserve de l'image que 128x128 pixels et un deuxième où l'on inclut 256x256 pixels.



76. sans zero-padding

FIGURE 60: Comparaison de la fidélité de la procédure d'extraction de la phase de Fourier. La rangée du haut présente les deux images de travail, la première contenant les 128x128 pixels centraux d'une image idéale sans bruit et la seconde proposant, avec le même échantillonnage, 256x256 pixels de cette même image. La rangée centrale compare pour l'image 128x128, le résidu de phase pour la FFT (en bleu) à celui de la LFDT (en rouge). L'effet d'aliasing induit par l'arrondi au pixel entier le plus proche dans le cas de l'extraction à base de FFT est visible dans les oscillations pseudo-périodiques observées sur le résidu. La LDFT offre une meilleure performance. La rangée du bas présente les mêmes informations, pour l'image 256x256. Doubler la taille de l'image réduit le résidu des deux approches par un facteur deux. La LDFT offre dans les deux cas de figure, une meilleure fidélité par rapport au résultat attendu.

Dans les deux cas, on observe (voir figure 60) que le résidu, défini comme la différence entre la phase extraite par les deux algorithmes

FFT et LDFT et la phase théorique attendue pour l'objet simulé est systématiquement en faveur de la LDFT, par un facteur  $\sim$ 50. Des expériences supplémentaires incluant du zéro-padding réduisent le résidu de l'algorithme à base de FFT, par un facteur  $\sim$ 2 en doublant (avec des zéros) la taille du tableau. Regagner l'avantage de justesse offerte par l'approche LDFT demanderait beaucoup de zéropadding : j'utiliserai par conséquent désormais ce nouvel algorithme.

#### Démonstration de l'intérêt des kernels

Maintenant qu'on dispose d'un algorithme propre d'extraction de la phase dans le plan de Fourier, on peut se lancer dans quelques expériences qui vont montrer l'intérêt de toute la cuisine qui est élaborée dans cette partie du manuscrit. On va pour cela, simuler l'acquisition de l'image d'un système binaire, simple à modéliser, dont on va chercher à détecter la signature dans l'espace de Fourier. L'objet est caractérisé par les paramètres suivants :

- séparation angulaire : 31.63 mas
- angle de position : 18.43 degrés
- contraste : 0.25.

L'objet est observé par un télescope de 8 mètres, identique à celui décrit dans la figure 59. Ces valeurs de paramètres ont été choisies de façon à faire tomber la position du compagnon sur un nombre entier de pixels (échelle focale de 10 mas par pixel) sans être dans la direction priviligiée des pixels. La simulation est cette fois affectée par un écran de phase instrumentale, caractérisé par un spectre de type Kolmogorov mais avec une relativement faible amplitude (140 nm RMS). Cet écran de phase et l'image qui en résulte (simulation à signal sur bruit infini) sont représentés dans la figure 61. L'image fait 256 pixels de côté : l'erreur numérique estimée sur la phase extraite dans l'espace de Fourier est de l'ordre de  $10^{-4}$  radians.



FIGURE 61: A gauche : structure de l'écran de phase projeté sur la pupille du télescope introduisant 140 nm d'aberration RMS. A droite : image simulée d'un système binaire affectée par cet écran de phase. Le compagnon dont le contraste est de 4 :1 pour une séparation angulaire plus petite que  $\lambda/D$  n'est pas directement distinguable à cause des aberrations.

Dans l'espace de Fourier (voir la figure 62), la signature binaire attendue : une modulation sinusoïdale de la phase le long de la direction donnée par l'angle de position, est rendue invisible par la trace de la phase instrumentale. A l'instar de la phase de franges d'interférences affectées par du piston atmosphérique (voir chapitre 1), la phase de Fourier, sous cette forme brute est inexploitable.



FIGURE 62: Traduction, dans l'espace de Fourier, de l'information contenue dans l'image qui vient d'être présentée.

Bien que dominante dans l'espace de Fourier, l'erreur de phase instrumentale est suffisamment faible pour justifier la linéarisation ayant conduit à l'obtention de l'équation 40. La procédure de recherche automatisée des kernels (à partir de la SVD de la matrice de transfert), conduit à l'obtention d'une matrice **K** dont les lignes contiennent les relations de clôture. Cette matrice, appliquée par la gauche aux données, conduit théoriquement à l'obtention de quantités qui ne dépendent plus des erreurs de phase instrumentale, tels que :

$$\mathbf{K} \cdot \Phi = \mathbf{K} \cdot \Phi_O. \tag{52}$$

Les figures 63 et 64 comparent chacune : d'un côté, la phase brute extraite du plan de Fourier pour les coordonnées u,v du modèle à celle théoriquement attendue pour l'objet simulé; et de l'autre côté, les kernels construits à partir de ces mesures brutes à ceux attendus pour ce même objet simulé. L'allure générale en dent de scie de la courbe de phase dans l'espace de Fourier est due à la convention retenue pour ordonner les informations extraites : de la gauche vers la droite et du haut vers le bas dans le plan représenté dans la figure 62.

Si l'on compare la déviation standard entre les phases brutes expérimentales et attendues ( $\sigma_{raw} = 0.6$  radians) à celle entre les kernels expérimentaux et attendus ( $\sigma_K = 0.03$  radians), l'intérêt des kernels est évident : au prix d'une réduction de ~ 20% du nombre total de quantités observables (de 332 phases uv à 262 kernels), on récupère des informations qui sont des estimateurs justes des propriétés de la



cible observée et qui peuvent être utilisés par exemple pour ajuster les valeurs des paramètres d'un modèle.

La représentation des kernels proposée par la figure 63 n'est pas particulièrement facile à interpréter : contrairement à la clôture de phase pour laquelle les astronomes interférométristes ont réussi à développer une compréhension intuitive, les kernels, même s'ils mesurent quelque-chose de similaire, sont une construction plus abstraite. Nous verrons plus loin comment on peut utiliser les kernels pour rapidement produire des pseudo-images des sources observées. Pour le moment, on se contentera de ce genre de représentation, ou de représentation sous forme de diagramme de corrélation, tel que proposé dans la figure 64.

Deux publications sont incluses ici car elles présentent deux cas d'utilisation de cette méthode à des fins astrophysiques. La méthode est mise en oeuvre sur des données d'archive de la caméra NICMOS1 embarquée sur HST. Le premier de ces articles permet de revisiter l'étoile binaire GJ164, décrite dans la première partie de ce manuscrit. FIGURE 63: Figure du haut : comparaison entre la phase théorique de Fourier attendu le système binaire simulé (courbe rouge) et celle effectivement mesurée lorsqu'une erreur de phase instrumentale s'y retrouve couplée (courbe bleue). Figure du bas : comparaison semblable, cette fois ci entre les kernels de phase théoriquement attendus (en rouge) pour cet objet et ceux effectivement construits à partir de la phase de Fourier brute. La meilleure adéquation entre les deux courbes de kernels justifie leur utilisation.



La deuxième publication, est un travail que j'ai supervisé, utilise cette même approche sur un relevé homogène de naines brunes de type L, également observées avec HST/NICMOS1.

FIGURE 64: Autre représentation de la comparaison entre phase de Fourier brute et kernels de phase, cette fois ci, sous forme de diagramme de corrélation.

# Limites de l'approche

Bien que l'erreur de reconstruction ne soit pas optimale, le gain de filtrage de la phase apporté par les kernels est appréciable. Etant donné la longueur d'onde d'observation, on peut traduire l'erreur RMS sur la phase de 0.03 radians en son équivalent en front d'onde, et voir qu'on passe d'une collection d'observables bruts (la phase dans le plan de Fourier) inutilisables à une collection d'observables justes avec un résidu de l'ordre de 7 nanomètres<sup>77</sup> seulement.

Au delà de l'observation du gain apporté par les kernels, on peut s'interroger sur les limites de cette approche et sur ce qui fait que la déviation standard reportée pour la simulation idéale qui vient d'être présentée, est de l'ordre de 0.03 radians et pas un ou plusieurs ordres de grandeur plus bas. Plusieurs tests sont possibles pour tenter de répondre à cette question.

On peut commencer par vérifier qu'en l'absence d'aberration, la phase brute extraite dans le plan de Fourier utilisant l'algorithme LDFT correspond effectivement à cette phase théorique attendue. Dans les conditions de la simulation mise en oeuvre, l'écart moyen entre la phase théorique et celle extraite dans des conditions idéales, pour une image de 256 pixels de côté, est inférieur à  $4 \times 10^{-6}$  radians, avec une incertitude de l'ordre de  $10^{-4}$  radians. On remarque que cette incertitude est en bon accord avec le résidu d'extraction par la LDFT présenté dans le panneau du bas de la figure 60.

77. On utilise pour ça la simple relation  $\delta = \phi * \lambda/2\pi$ 

# 80 repousser les limites de la diffraction pour l'astronomie à haute résolution angulaire

Cette erreur, multipliée par la matrice **K** donne un biais plancher de l'ordre de  $10^{-7}$  radians pour les kernels, avec une incertitude également de l'ordre de  $10^{-4}$ . On voit que les kernels de phase déduits des images, pourtant sans bruit ne sont pas au niveau du plancher attendu : la procédure de fabrication des kernels n'est visiblement pas parfaite et il est légitime de s'interroger sur ce qui en affecte la performance. En plus d'erreurs numériques attribuables à la précision de la simulation, on peut au moins évaluer l'impact de deux effets susceptibles de contribuer à cette erreur.

L'HYPOTHÈSE LINÉAIRE, qui est une approximation valide pour les petites erreurs de phase, est la première idée qui vient pour expliquer l'origine de cette erreur. On peut en estimer l'impact en mesurant, pour un écran de phase instrumental d'allure générale stable (par exemple celui proposé dans le panneau de gauche de la figure 61) mais dont on peut faire évoluer l'amplitude.

LA REPRÉSENTATION DISCRÈTE de la pupille, est une représentation approximative de la réalité continue. La discrétisation peut également contribuer à l'erreur observée dans ce genre de simulation idéale. On peut répéter l'analyse proposée pour l'étude de la linéarité avec plusieurs modèles discrets, du plus grossier au plus fin.

La figure 66 présente la synthèse de cette petite étude et représente l'évolution de l'erreur RMS de reconstruction des kernels en radians en fonction de l'amplitude RMS de l'erreur sur le front d'onde pour quatre modèles discrets, suivant une grille régulière avec une maille de taille décroissante : le modèle SP-50 (courbe bleue) avec une maille de 50 cm, le SP-40 (courbe verte) avec une maille de 40 cm, le SP-30 (courbe rouge) avec une maille de 30 cm et enfin le SP-20 (courbe cyan) avec une maille de 20 cm (courbe cyan). L'allure générale de ces courbes confirme le comportement attendu :

- pour ces images à signal sur bruit infini, la fidélité de la reconstruction augmente avec la finesse du modèle discret. La courbe bleue, correspondant au modèle le plus grossier (148 échantillons répartis tous les 50 cm) présente l'erreur de reconstruction la plus importante, quelle que soit l'amplitude de l'aberration sur le domaine représenté. La courbe cyan (964 échantillons répartis tous les 20 cm) présente elle l'erreur la plus faible.
- pour tous les modèles, l'erreur de reconstruction augmente avec l'amplitude de l'aberration introduite. Sur le domaine exploré, l'effet de non-linéarité est négligeable. On a une erreur de reconstruction systématique dont l'amplitude semble proportionnelle à l'amplitude de l'aberration.

On peut confirmer cette observation en affichant sous forme d'image, l'évolution de l'erreur sur les kernels en fonction de l'amplitude de l'aberration d'entrée. Egalement proposée par la figure 66, la structure globale de cette représentation 2D, montre que les erreurs individuelles évoluent effectivement linéairement en fonction de l'ampli-



FIGURE 65: Les quatre modèles de pupille utilisés pour cette analyse.



FIGURE 66: A gauche : Erreur de reconstruction des kernels pour quatre modèles discrets, en présence d'une aberration à géométrie fixe mais d'amplitude variable (ici entre o et 100 nm RMS). A droite : représentation sous forme d'image de l'évolution de l'erreur de reconstruction par kernel pour le modèle le plus grossier (correspondant à la courbe bleue). L'évolution linéaire de l'erreur sur les 262 kernels (affichés de haut en bas) en fonction de l'amplitude de l'aberration (de gauche à droite).

tude. La non-linéarité ne semble vraiment dominer cette erreur que beaucoup plus tard, lorsque l'amplitude dépasse  $\sim 250$  nm.

Ce que l'on constate cependant, c'est qu'augmenter la résolution du modèle semble effectivement conduire à une meilleure adéquation entre les données extraites de cette simulation idéale et le modèle théorique attendu. Avec cette métrique, le gain n'est cependant pas à la hauteur de l'effort supplémentaire et même pour le modèle le plus fin (avec un pas de 20 cm à l'échelle de la pupille), une erreur résiduelle subsiste. En pratique, d'autres sources d'incertitude comme le bruit de photon ou le bruit de lecture, vont contribuer au budget d'erreur et imposer une finesse de modèle au delà de laquelle il ne sera plus pertinent de travailler.

LA MODÉLISATION PROPOSÉE N'EST DONC PAS ENCORE IDÉALE. Une partie des erreurs observées semble attribuable à une mauvaise prise en compte des araignées. Pour s'en convaincre, on peut comparer les erreurs associées aux tests précédents à une nouvelle série de simulations, cette fois pour une pupille sans araignées et un modèle qui lui corresponde. Pour un même niveau d'aberration (140 nm RMS), quatre modèles avec les mêmes pas de 50, 40, 30 et 20 cm sont utilisés pour produire les courbes de kernels représentées dans la figure 67. Pour faciliter la lecture de cette figure, les valeurs des kernels extraits pour chaque modèle sont ordonnées par ordre croissant de la valeur des kernels théoriques. On voit que même pour le modèle le plus grossier, l'erreur est réduite d'un facteur 2. Pour aller vers de meilleures performances, le critère binaire qui détermine à l'heure d'aujourd'hui si un point de la grille discrète fait partie ou pas du modèle doit être modifié pour mieux prendre en compte les structures comme les araignées et les bords de la pupille des télescopes.



FIGURE 67: De haut en bas : courbes de kernels théoriques (en rouge) et observées (en bleu) pour quatre modèles appliqués à la même image, correspondant à la simulation d'une pupille sans araignées. Une illustration de la limite du critère binaire est proposée dans la figure 68 : le point du modèle mis en évidence, éliminé par le critère binaire contribue en réalité en partie à un grand nombre de bases interférométriques du réseau virtuel : sa contribution est cependant atténuée par l'effet d'obstruction partielle par la structure de l'araignée. Pour prendre en compte cet effet, il faut modifier la construction de la matrice de transfert **A**. Pour la Figure 48, celà revient à prendre en compte la possibilité de sommer des vecteurs avec une norme variable.

Cette norme est donnée par le produit normalisé des surfaces surfaces équivalentes des sous-ouvertures virtuelles contribuant à la base interférométrique considérée. Ainsi, pour chacune des lignes de A, au lieu d'ajouter  $\pm 1$ , il faut rajouter ce produit normalisé.

Le code d'extraction des kernels disponible en ligne permet de prendre ce cas de figure en compte : si le modèle discret fourni en entrée inclut une colonne avec des valeurs de transmission locale ( $0 < \tau < 1$ ), XARA construit en effet automatiquement un modèle dit "gris". L'utilisation de cette construction modifiée fait l'objet d'un des projets de thèse en cours dans le cadre du projet ERC KERNEL. C'est une fonctionnalité qui devrait jouer un rôle important lorsque l'on cherchera à extraire des kernels d'une image produite par une pupille apodisée (voir la conclusion de ce mémoire).

#### Etalonnage

J'ai tenté de fournir une description assez détaillée des défauts du modèle discret existant ainsi que de proposer quelques pistes qui permettent de réduire les biais qui leur sont associés. Même si on peut regretter que la méthode ne soit pas parfaite, la méthode proposée fonctionne et réussi à éliminer le bruit de phase. Dans son livre passionnant "The Measure of All Things" 78 décrivant le travail épique de mesures géodésiques par Pierre Méchain et Jean-Baptiste Delambre ayant mené à la définition du mètre étalon pendant la Révolution Française, l'auteur américain Ken Adler associe la compréhension des biais dans les mesures physiques, qui est une étape clé de l'entrée dans la science moderne, à l'épopée de Delambre et Méchain. Les biais, négligeables lorsque la précision d'une mesure en domine le budget d'erreur (comme c'était le cas avant la mise au point par Borda d'appareils de mesures de précision appelés cercles répétiteurs), sont désormais une composante majeure des mesures en astronomie, dont la précision ne cesse d'augmenter. L'histoire décrite par Adler révèle ainsi qu'une erreur systématique entre deux séries de mesures du méridien a été dissimulée pour préserver la réputation d'un des deux protagonistes de cette aventure.

HEUREUSEMENT, LE BIAIS D'EXTRACTION PEUT ÊTRE ÉTALONNÉ.<sup>79</sup> La procédure d'étalonnage des mesures, classiquement utilisée en interférométrie ou en imagerie haut contraste, est d'alterner l'obser-



FIGURE 68: Exemple de mauvaise modélisation des araignées : le point d'échantillonnage, correspondant à la zone mise en évidence en bleu au centre de l'image est éliminé du modèle de base utilisé pour calculer les kernels. L'occultation par l'araignée n'est pourtant pas totale. Il est possible de mieux décrire cette pupille en associant à ce point pour le moment manquant une transmission  $\tau$  dont la valeur sera comprise entre 0 et 1.

78. K. Adler. *The Measure of All Things*. Free Press, 2002

79. Je fais attention ici à bien utiliser le terme français approprié, certains de mes collègues s'amusant souvent à me reprendre lorsque j'utilise le terme anglophone de calibration !

vation de sources de référence (ou calibrateurs !) à celle des sources du programme astrophysique justifiant le temps passé au télescope. Pour fournir un bon étalonnage, ces sources de référence doivent présenter des caractéristiques difficiles à réunir en pratique dans le cas d'observations faites depuis le sol :

- ces sources sont soit non-résolues soit parfaitement connues pour permettre d'estimer le biais de mesure associé à l'instrument
- elles sont de magnitude et type spectral comparable aux objets d'intérêt pour produire des données avec un rapport signal sur bruit semblable et aient bénéficié d'une correction adaptative similaire
- elles sont aussi proches que possible des sources d'intérêt, à la fois pour que la lumière traverse une atmosphère avec des propriétés comparables de seeing et de réfraction mais aussi pour que les déformations mécaniques du télescope restent aussi stables que possible

Les bonnes sources de calibration sont donc très rares et en pratique, on se contente de ce que l'on trouve. On peut améliorer les choses en synthétisant cet étalon idéal en combinant ensemble les signaux acquis sur plusieurs sources. Depuis l'espace (voir Figure 69), les critères sont plus faciles à réunir car on n'a pas besoin de prendre l'atmosphère en compte néanmoins, on voit en pratique que pour atteindre les hauts niveaux de performance (ie. contraste), la région du détecteur utilisée pour acquérir l'image a un impact sur le résultat l'étalonnage. La mise au point d'une stratégie idéale d'étalonnage fait partie des chantiers au programme de l'ERC KERNEL.



Dans le cas des kernels, comme pour la clôture de phase, les kernels de la source de référence sont simplement soustraits de ceux de la source d'intérêt. Je vais illustrer l'impact de cette étape d'étalonnage en utilisant des données simulées de l'instrument NIRISS du futur télescope spatial JWST, produites par Alexandra Greenbaum (University of Michigan) dans le cadre d'un projet de prédiction des performances de l'approche KERNEL appliquée à JWST dans un programme de recherche de companons autour de naines brunes



FIGURE 69: Exemple d'observation spatiale simulée ( $\lambda$  = 480 nm) d'une naine brune de magnitude 14, par l'instrument NIRISS du JWST.

FIGURE 70: Construction d'une représentation discrète de la pupille du JWST, avec des sous-ouvertures virtuelles placées sur une grille régulière de pas 15 cm.



ultra-froides. Pour cette démonstration on utilise encore une matrice de transfert bâtie à partir d'un modèle discret binaire (ie. pas d'information de transmission), avec un pas 15 cm (voir Figure 70).

Le biais de modélisation est commun à toutes les observations et peut être estimé sur une source de référence. Pour ce modèle particulier, le biais est représenté par la courbe bleue du panneau de gauche de la Figure 71. Pour des images simulées sans bruit de lecture et sans bruit de photon, on peut voir que la soustraction des kernels d'une source de calibration (courbe bleue) à ceux d'une source d'intérêt (courbe verte) conduit à une observation étalonnée (courbe rouge) en parfait accord avec ce que prédit modèle théorique (objet binaire). Le panneau de droite de la figure 71 montre en effet dans ce cas où le rapport signal sur bruit est infini, une corrélation parfaite entre les kernels étalonnés et un modèle de source présentant un compagnon à une séparation angulaire de 147 mas et un contraste de 10.

En présence de bruit dans l'image, l'estimation du signal contenu dans les kernels étalonnés reste non-biaisée mais le bruit de photon et le bruit de lecture du détecteur introduisent de la dispersion. La Figure 72 présente ce cas de figure et montre que malgré tout, la détection d'un compagnon avec contraste de 100 à la même séparation angulaire reste tout à fait faisable.

#### Recherche de compagnon

Indépendemment des notions de fidélité de modèle évoquées avant étalonnage, les caractéristiques de ce modèle vont également imposer la taille du champ de vue dans lequel la mesure des kernels a du sens. En effet, à l'instar de l'impact de la densité des actionneurs d'un miroir déformable imposant la taille de la région de contrôle de l'optique adaptative, le pas *s* du modèle discret de la pupille de diamètre *D* définit une fréquence maximale  $f_c = 0.5 \times D/s$  et par FIGURE 71: Illustration de l'impact de l'étalonnage des kernels (rapport signal sur bruit infini). Le graphique de gauche présente les valeurs contenues dans quatre vecteurs de kernels : les kernels bruts acquis sur un objet binaire sont en vert, les kernels bruts acquis sur une source de calibration sont en bleu. La différence entre les deux courbes, est représentée en rouge et est comparée à un modèle de l'objet (courbe jaune pointillée). A droite : les kernels étalonnés (courbe rouge à gauche) sont directement comparés au modèle attendu (courbe jaune pointillée à gauche).



conséquent une taille de champ effective au delà de laquelle la mesure des kernels est affectée par de l'aliasing.

Un modèle avec un pas s = 0.4 m sur la pupille du JWST (D = 6.5 m) présente donc une fréquence de coupure  $f_c \approx 8\lambda/D$ , ce qui à la longueur d'onde des données considérées ici ( $\lambda = 4.8 \,\mu$ m)<sup>80</sup>, correspond à un champ de travail de rayon  $r \approx 1200$  mas.



FIGURE 72: Résultat d'analyse de d'observations simulées réalistes par NI-RISS/JWST d'un objet comparable à la naine brune ultra-froide WISE 1405+5534.

80. Encore un exemple d'utilisation de la formule 2

FIGURE 73: Exemple de carte de colinéarité entre le vecteur de kernels calibrés extrait des données et le signal kernel théorique résultant de la présence d'un compagnon pour une grille prédéfinie de positions.

Pour des compagnons suffisamment contrastés (c < 0.01 - on parlera de régime haut contraste), l'amplitude du signal kernel  $\theta$  induit par la présence de ce compagnon est directement proportionnelle au contraste. La recherche initiale de compagnon peut donc être menée assez simplement à partir d'une grille de positions ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), rentrant dans la région contrainte par la fréquence de coupure du modèle pour lesquelles on calcule un vecteur de kernels théoriques  $\theta^M(\alpha, \beta)$ . La position de la grille qui maximise le produit scalaire :

$$c(\alpha,\beta) = \theta \cdot \theta^M(\alpha,\beta) \tag{53}$$

est la position pour laquelle le vecteur de kernels théoriques  $\theta^M$  se

projette le mieux sur le signal réel  $\theta$ . La figure 73 présente un exemple de carte de ce produit scalaire (on parlera de carte de colinéarité). A l'instar des kernels qui sont une mesure de l'asymétrie d'une source, cette carte de colinéarité est antisymétrique. La carte présente un maximum dans le quadrant en haut à droite, à 45°, indiquant pour la grille choisie, le point le plus probable de présence d'un compagnon.

Cette position, contrainte par le pas de la grille retenue (ici de 25 mas par pixel), sert ensuite de point de départ à un ajustement de modèle à trois paramètres (séparation angulaire  $\rho$ , angle de position  $\omega$  et contraste *c*). Le modèle retenu par l'algorithme d'optimisation minimise le critère de variance :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \frac{(\theta_k - \theta_k^M(\rho, \omega, c))^2}{\sigma_k^2},$$
(54)

où les valeurs  $\sigma_k$  sont les incertitudes associées aux différents kernels mesurés. Un exemple de résultat d'ajustement a été présenté dans la figure 72.

#### Limites de détection

Dans le régime haut-contraste, il a été mentionné que l'amplitude globale du signal kernel est directement proportionnelle au contraste. Cette propriété peut être exploitée pour expliciter le modèle local du vecteur de kernels :

$$\theta^M(\rho,\omega,c) = c \times \theta^0(\rho,\theta).$$
(55)

On peut alors calculer la dérivée du  $\chi^2$  (voir équation 54) par rapport au contraste et chercher la valeur de *c* qui minimise le  $\chi^2$  en identifiant celle qui annule cette dérivée :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial c} = 0 \iff \sum_{k=1}^N \frac{\theta_k \cdot \theta_k^0}{\sigma_k^2} = c \times \sum_{k=1}^N \left(\frac{\theta_k^0}{\sigma_k}\right)^2.$$
(56)

Pour déterminer la valeur locale de la limite de détection en contraste, il faut expliciter l'incertitude de cette quantitée, qui peut être évaluée en utilisant la formule classique de propagation des erreurs<sup>81</sup> :

$$\sigma_c^2 = \sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial c}{\partial \theta_k}\right)^2 \times \sigma_k^2.$$
(57)

L'incertitude sur la valeur du contraste est alors donnée par :

$$\sigma_c = 1/\sqrt{\sum_{k=1}^N \left(\frac{\theta_k^0}{\sigma_k}\right)^2}.$$
(58)

Ainsi dans le régime haut contraste, à partir des seules incertitudes contenues dans le vecteur  $\sigma$  et les valeurs théoriques des kernels  $\theta^M$ , on peut déterminer les limites de détection pour toutes les valeurs de séparation angulaire et d'angle de position. La figure 74 présente les limites de détection associées aux données simulées de 81. Négligeant, on y reviendra plus tard, les termes de covariance.

# 88 repousser les limites de la diffraction pour l'astronomie à haute résolution Angulaire



NIRISS/JWST qui accompagnent ce texte depuis le chapitre sur l'étalonnage, pour des séparations angulaires allant de 0 à 1200 mas.

Pour le cas de figure représenté, la performance est assez remaquable. La source simulée est de magnitude 14 à la longueur d'onde considérée. Une intégration totale de 40 minutes sur la source d'intérêt résulte en un total de  $1.2 \times 10^7$  photons (un temps identique doit être passé sur une source de calibration). Au delà de  $\lambda/D$ , la sensibilité est de l'ordre de  $\Delta M \sim 9$  magnitudes (niveau de détection à 1- $\sigma$ ). La performance se dégrade de façon prédictible en observant des objets plus faibles, avec une limite de détection en flux directement proportionnelle à la luminosité de la source centrale. Le mode de réduction kernel des images prises par JWST présente un très fort potentiel : les délais malheureux retardant la mise en service de cet observatoire nous offrent le temps d'offrir kernel comme mode de réduction officiel des données du JWST. Cette étude du potentiel de kernel pour JWST fait l'objet d'une publication en cours de préparation dans le cadre du projet KERNEL.

#### *Evolutions de l'approche*

On constate qu'à part aux très faibles séparations angulaires, c'est à dire jusqu'à ~ 1  $\lambda/D$  qui correspond à 150 mas, les limites de détection sont assez uniformes, ce qui ne répond pas tout à fait à l'expérience de la recherche de compagnons dans des images à haut contraste. En effet, en s'éloignant du coeur de la PSF dominant une image, la contribution locale de la diffraction et donc celle du bruit de photon de la source brillante diminue, ce qui devrait rendre les détection plus facile et se traduire par une augmentation des limites de détection.

Par construction, les signaux contenus dans les kernels (issus d'un calcul de SVD) sont orthogonaux les uns aux autres. Les kernels ne sont théoriquement plus affectés par le bruit de phase instrumentale mais restent affectés par d'autres bruits de mesure affectant l'image,

FIGURE 74: Limites de détection en contraste (différence de magnitude  $\Delta M$ ) obtenues entre o et 1200 mas de séparation angulaire à partir des données JWST/NIRISS présentées, et analysées avec un modèle discret avec un pas de 40 cm. A gauche : représentation sous forme de carte couvrant tout l'espace image accessible au modèle. A droite : profil dans la direction à 45°.

en particulier le bruit de photon et le bruit de lecture du détecteur utilisé. Pour mieux prendre ces bruits en compte et réfléter leur impact sur la mesure de kernels, il convient de pouvoir acquérir une matrice de covariance des kernels, incluant sur sa diagonale les erreurs précédemment utilisées pour estimer les limites de détection de l'équation 58 mais contenant en sus les termes non-diagonaux de covariance.

Dans son article discutant de l'origine des erreurs sur les mesures de clôtures et kernels de phase, mon collègue M. Ireland <sup>82</sup> propose d'utiliser cette covariance  $C_K$  des kernels pour construire une nouvelle combinaison linéaire de kernels pour lesquels les bruits originalement corrélés sont rendus orthogonaux. La matrice de covariance  $C_K$  étant définie positive peut se décomposer :

$$\mathbf{C}_{\mathbf{K}} = \mathbf{S}^T \mathbf{D} \mathbf{S},\tag{59}$$

où **S** est une matrice unitaire et **D** une matrice diagonale contenant les incertitudes liées à ces nouvelles combinaisons linéaires de kernels pour lesquels les effets du bruit sont maintenant diagonalisés (M. Ireland parle de kernels statistiquement indépendants). Une nouvelle utilisation de l'équation 58 dans ce nouveau cas de figure révèle des limites de détection en contraste qui augmentent avec la séparation angulaire comme attendu en présence de bruit de photon.

Avec les méthodes d'extraction et d'analyse telles que je les ai décrites, a t'on atteint les limites de ce qui est possible ou peut on améliorer les limites de détection?

Cette question fondamentale est au coeur du premier sujet de thèse du projet ERC KERNEL. Il semble qu'en plus d'une meilleure prise en compte de la covariance, la formulation de différents tests statistiques permet d'améliorer le potentiel de la méthode et de mieux préciser la véritable probabilité de détection d'un objet pour une probabilité de fause alarme choisie à l'avance. Cette thèse fait l'objet d'une co-direction offrant une passerelle entre les communautés du traitement formel du signal et de l'interférométrie à un télescope (que ce soit avec un masque non-redondant ou en pleine pupille). En explorant les limites actuelles de la méthode, le projet permet également de définir des pistes permettant de les transcender. Je vais cependant devoir m'arrêter là sous peine de commencer à empiéter sur des travaux en cours de réalisation par Alban Ceau, doctorant du projet KERNEL.  M. J. Ireland. Phase errors in diffraction-limited imaging: contrast limits for sparse aperture masking. MN-RAS, 433:1718–1728, Aug. 2013

### Analyse de surface d'onde dans l'espace de Fourier

Les noyaux de phase sont construits à partir des vecteurs propres de la matrice de transfert de phase **associés à des valeurs singulières nulles**. Une analyse de surface d'onde à partir de l'information de phase extraite dans le plan de Fourier va se passer **dans l'espace orthogonal à celui des kernels**, correspondant aux vecteurs propres associés aux valeurs singulières non nulles.

Si l'on jette un oeil en arrière sur la figure 53, représentant les différentes valeurs singulières associées à la matrice de transfert d'un modèle discret de pupille comme celui de la figure 52, on voit que sur les  $N_A$  valeurs propres attendues de la matrice de transfert, exactement  $N_A/2$  sont non-nulles. Ainsi, même pour une pupille de télescope typique, une partie de l'information sur la qualité de la surface d'onde dans la pupille peut être déduite de l'analyse directe d'une PSF, du moins dans le régime des faibles aberrations. Comprendre pourquoi exactement la moitié de l'information est directement récupérable requiert de rappeler quelques notions concernant la parité des aberrations.

# Pair ou impair?



Sur le domaine défini par le contour d'une pupille, un front d'onde aberré peut être décomposé de façon unique comme la somme de deux termes : une partie paire et une partie impaire. Un cas particulier d'une telle décomposition est celle en séries de Fourier. Tous les termes peuvent être regroupés en deux termes : une première partie paire et une deuxième partie impaire, correspondant respectivement à la somme des termes en cosinus et en sinus de cette décomposition.

Pour une pupille symétrique, le terme d'ordre pair ne présente aucune signature dans le plan de Fourier. Une démonstration formelle de cette propritété est possible<sup>83</sup>. Cependant il est possible d'intuiter cette propriété en observant ce qui se passe sur quelques cas particuliers. Dans ce but, la figure 75 compare l'effet sur la PSF instrumentale de SCExAO d'une aberration de type paire (ici du déFIGURE 75: PSF simulées pour l'instrument SCExAO pour la longueur d'onde 1.6  $\mu$ m. De gauche à droite : la PSF idéale, en l'absence d'aberration ; la PSF affectée par 50 nm de défocus ; la PSF affectée par 50 nm de coma.

<sup>83.</sup> F. Martinache. The Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor. **PASP**, 125:422–430, Apr. 2013

focus) à celle d'une aberration impaire (de la coma). Un moment de contemplation de cette image convaincra le lecteur que bien que la signature du défocus soit visible et reconnaissable (si tant est qu'on en ait l'habitude) dans le plan image, il est impossible de savoir si ce dernier est positif ou négatif, les deux conduisant en effet à la production d'une PSF identique. Une PSF affectée par un défocus pur reste parfaitement centro-symétrique. Pour la coma, qui est impaire, la situation est différente : non seulement la signature est visible et reconnaissable dans l'image, le signe de l'aberration peut être identifié par la direction dans laquelle les anneaux de diffraction sont plus prononcés (ici du côté droit de l'image).



FIGURE 76: Phase de la transformée des trois PSFs précédentes. Pour aider à la comparaison, les trois images partagent la même échelle verticale. Seule la signature de la coma (troisième rangée) est visible dans cet espace.

Les  $N_A/2$  valeurs singulières non-nulles produites par la SVD de la matrice de transfert de phase d'un modèle discret symétrique décrivent la partie impaire du front d'onde. Les valeurs nulles correspondent à tous les modes contribuant à la partie paire. On peut vérifier en comparant la phase de la transformée de Fourier des trois PSFs précédentes (voir la figure 76) : seule la coma présente une signature claire dans l'expression de la phase de la transformée de Fourier des images.

#### Diversité de phase?

L'utilisation d'une image focale à des fins de métrologie fait traditionnellement appel à la technique de la diversité de phase<sup>84</sup>. Pour résoudre le problème des solutions dégénérées, on introduit une diversité de phase, c'est à dire, une modulation du front d'onde (classiquement, du défocus) d'amplitude connue, qui mélangée avec les autres aberrations déjà présentes dans la pupille, produit une seconde image permettant de trouver une solution unique au front d'onde.

Peut-on envisager de mettre cette approche en oeuvre dans le cadre de KERNEL? Non. En ne se basant que sur l'information contenue dans la phase dans le plan de Fourier qui est au coeur de l'approche KERNEL, la diversité de phase n'apporte rien : le défocus introduit s'ajoute simplement (dans la limite linéaire) aux aberrations déjà présentes. Si elle est d'ordre pair, elle ne se traduit par aucune signature dans le plan de Fourier. On ne bénéficie pas de l'effet de mélange.

84. R. A. Gonsalves. Phase retrieval and diversity in adaptive optics. *Optical Engineering*, 21:829–832, Oct. 1982

Une telle approche est-elle impensable pour autant? Peut-être pas. Mais elle requiert de réviser un peu la méthode : en plus de s'intéresser en détails à la phase de la transformée de Fourier de l'image, il faudrait également s'intéresser à son module. Une telle approche n'a pas encore été tentée. Contrairement au travail sur la phase de Fourier qui bénéficie de relations linéaires claires, une technique utilisant en plus l'information contenue dans le module de la transformée de Fourier des images implique sans doute un algorithme non-linéaire. Sinon, une approche hybride en deux étapes semble également possible : une première analyse de la phase dans le plan de Fourier pour déterminer la partie impaire du front d'onde, complétée par une analyse dans l'image (ou exploitant également le module de la transformée de Fourier) pour contraindre les modes d'aberration paire en présence d'une diversité. Ces approches feront peut être l'objet de travaux dans le futur. J'ai pour le moment choisi d'aborder le problème de façon différente.

#### Asymétriser la pupille

L'approche que j'ai mis en oeuvre dans SCExAO propose de lever cette dégénérescence en rendant la pupille elle même asymétrique. Cette asymétrie est introduite par un masque conjugué avec la pupille de l'instrument qui obstrue une partie de la pupille de façon non centro-symétrique. Une image de la pupille de l'instrument ainsi asymétrisée et de la PSF qui en résulte sont visibles dans la figure 77. Le design du masque n'a encore fait l'objet d'aucune optimisation : l'épaisseur de l'asymétrie a été choisie de façon à introduire une asymétrie clairement identifiable dans la pupille mais avec un impact cosmétique mineur dans l'image. La méthode n'est donc certainement pas encore optimalement sensible et la géométrie de ce masque mériterait sans aucun doute d'être revue. Néanmoins, tel qu'il est décrit, il répond déjà aux besoins de l'instrument et a permis de mettre en oeuvre des méthodes de contrôle de front d'onde inédites.



A cette pupille asymétrique est associé un nouveau modèle discret, qui inclut la connaissance de cette asymétrie (voir la figure 78). La SVD de ce nouveau modèle révèle autant de valeurs singulières non-nulles que de points dans la pupille moins un. Alors qu'on parle de  $N_K$  noyaux de phase pour les kernels, on parlera des  $N_E$  phases propres de la matrice de transfert de phase (*eigen-phases* en anglais) : FIGURE 77: A gauche : pupille de l'instrument SCExAO. Conjugué avec la pupille du télescope, le masque rajoute une barre d'épaisseur égale à la moitié du diamètre de l'obstruction centrale, dont l'azimuth exact n'a pas été contrôlé au moment de la mise en place. A droite : la PSF résultante. La barre épaisse introduit une aigrette de diffraction supplémentaire dans la direction perpendiculaire à l'azimuth de la barre.

$$N_E = N_A - 1.$$

(60)

La différence de -1 entre le nombre de sous-pupilles virtuelles et le nombre de phases propres provient de l'impossibilité de connaître la référence absolue de la phase du front d'onde. En pratique, cela veut dire qu'une sous-ouverture virtuelle du modèle de la pupille est choisie comme référence. La mesure du front d'onde est une mesure du piston de chaque sous-ouverture virtuelle par rapport à cette référence. On dispose de suffisamment de phases propres ( $N_E$ ) pour inverser la matrice de tranfert de phase (en pratique, un pseudoinverse de Moore-Penrose  $\mathbf{A}^+$  est calculé) et produire une mesure de la surface d'onde pour la partie non-occultée de la pupille à partir d'une seule image :

$$\varphi = \mathbf{A}^+ \cdot \Phi. \tag{61}$$



La figure 79 répète l'analyse présentée dans la figure 76, seulement cette fois, en présence du masque asymétrique. Une fois le masque en place, la signature du défocus, initialement absente de la phase dans le plan de Fourier, est rendue visible - même si elle ne l'est pas autant que celle de la coma. Un critère d'optimisation de l'asymétrie pourrait être d'égaliser l'amplitude de la signature entre les modes pairs et impairs. Un optimum serait vraisemblablement atteint si 50 % de la pupille est masquée. La pertinence d'une technique occultant une large partie de la pupille serait discutable.

#### Mesure de front d'onde dans le plan focal

En pratique, le pseudo-inverse  $A^+$  de la matrice de transfert de phase est calculé (tout comme la matrice des kernels **K**) à partir du résultat de la SVD de la matrice de transfert. Cette procédure permet de choisir le nombre de modes qui vont contribuer au pseudo-inverse et limiter la sensibilité aux erreurs de discrétisation qui ont été discutées dans le cas des kernels.

La figure 80 présente, dans le cas d'une simulation numérique, comment la qualité de la reconstruction évolue en fonction du nombre total de modes propres de la matrice de transfert de phase conservés pour contribuer au pseudo-inverse. Comme dans le cas des kernels,



FIGURE 78: Modèle discret incluant la barre asymétrique

FIGURE 79: Phase de la transformée de Fourier des trois cas de figure précédents (sans aberration, avec défocus et avec coma), après insertion du masque asymétrique. Encore une fois, les trois images partagent la même échelle verticale. Avec l'asymétrie, la signature du défocus est maintenant visible.

on remarque qu'une bonne adéquation entre le modèle discret et la géométrie exacte de la pupille est importante si l'on veut reproduire le contenu haute fréquence de l'image, correspondant aux modes d'ordre élevé.



FIGURE 80: Evolution de la qualité de la reconstruction d'un front d'onde de type Kolmogorov, pour un nombre variable de modes préservés dans la construction du pseudo-inverse. Pour la pupille circulaire originale, la qualité de la reconstruction (courbe pleine) atteint un optimum lorsque environ 150 modes sont conservés sur les 309 possibles. Au delà, l'erreur de reconstruction augmente. On peut voir qu'une grande partie de ces erreurs sont attribuables à des erreurs de discrétisation : une pupille modifiée pour être plus proche du modèle discret présente une erreur qui n'augmente pas significativement en incluant un plus grand nombre de modes.

Au départ, deux masques identiques étaient installés dans SCExAO, la seule différence étant l'azimuth de la barre rendant la pupille asymétrique. L'analyse de front d'onde proposée étant aveugle à la partie du front d'onde occultée par la barre, l'idée était de combiner deux mesures utilisant les deux masques de façon à permettre une reconstruction complète du front d'onde sur l'intégralité de la pupille. Cette approche double masque n'a pas été exploitée en pratique. La mise en oeuvre sur SCExAO s'est limitée à une utilisation avec un seul masque, permettant un fonctionnement rapide en boucle fermée. Le but de cette boucle de contrôle est de mesurer et de compenser l'erreur de chemin optique non-commun attendue après chaque repointage du télescope. Ces erreurs d'alignement sont bien décrites par les aberrations classiques de Gauss-Seidel et correspondent aux premiers polynômes de Zernike (voir la figure 81).



FIGURE 81: Modes de front d'onde décrits par les polynômes de Zernike allant de Z4 (défocus) à Z11 (asphéricité), interceptés par le masque asymétrique, utilisés pour compenser l'erreur de chemin optique non-commun présente en sortie de l'AO188. UN FONCTIONNEMENT EN BOUCLE FERMÉE REQUIERT, en plus de la mesure de front d'onde, d'inclure les propriétés du miroir déformable (DM) : la correspondance géométrique exacte entre les positions des actionneurs et celles des sous-ouvertures virtuelles du modèle discret et la fonction d'incluence des actionneurs. Ces propriétés peuvent être modélisées et intégrées à une boucle de contrôle. Un tel modèle est en pratique difficile à maintenir sur le long terme. Les systèmes d'optique adaptative emploient un mode de fonctionnement pragmatique permettant d'inclure automatiquement ces informations en utilisant une matrice de réponse, acquise dans une première phase d'étalonnage.



FIGURE 82: Capture d'écran du logiciel de contrôle de front d'onde plan focal de SCEXAO : ZAP (*Zernike Asymmetric Pupil*) permet après chaque pointage du télescope et après fermeture de la boucle d'optique adaptative par l'AO188 du télescope, de compenser le chemin optique non-commun.

Cet étalonnage se fait en excitant de façon séquentielle les actionneurs du DM, pour générer (en ajoutant à la position de référence du DM) les modes de front d'onde que l'on souhaite contrôler pour une amplitude fixe (amplitude typique de quelques dizaines de nanomètres). La mesure de front d'onde faite par l'analyse dans plan focal pour chaque stimulus est intégrée à une matrice de réponse, notée **Z**. Le modèle discret utilisé étant constitué de 292 sous-ouvertures virtuelles (voir la figure 78), la matrice de réponse contient huit vecteurscolonnes de 291 éléments. En boucle fermée, la mesure instantanée du front d'onde  $\varphi$  est projetée sur cette base de modes pour trouver la solution  $\hat{\alpha}$  au sens des moindres carrés de l'équation : **Z** ·  $\alpha = \varphi$  :

$$\hat{\alpha} = (\mathbf{Z}^T \mathbf{Z})^{-1} \mathbf{Z}^T \varphi.$$
(62)

Cette solution est utilisée pour fabriquer un terme de compensation : une combinaison linéaire de modes utilisés pendant la phase d'étalonnage, multipliée par un gain global (typiquement compris

entre 5 et 30 %), qui est rajouté sur un canal dédié du DM. Des corrections répétitives font converger la forme du DM vers un état qui, du point de vue de la caméra focale, fournit une PSF dont les aberrations de bas ordre sont absentes. Ce mode de contrôle est assuré par un outil appelé ZAP (*Zernike Asymmetric Pupil*) dont une capture d'écran est proposée dans la figure 82. En pratique, des corrections de quelques dizaines de nanomètres sur chacun des modes sont nécessaires après chaque réacquisition d'une étoile par l'optique adaptative.

En bande H ( $\lambda = 1.6 \,\mu$ m) l'analyse fonctionne de façon satisfaisante sur une plage d'amplitude de ±200 nm sur le front d'onde : poussée au delà de cette plage de fonctionnement, l'amplitude totale P2V (*peak-to-valley*) enregistrée dans la phase de Fourier peut dépasser  $2\pi$  : la méthode devient inutilisable, à moins peut être d'utiliser un algorithme de dépliement de la phase, ce qui n'a pas été tenté.

La figure 83 montre comment la réponse expérimentale enregistrée sur une source de calibration évolue en fonction de l'amplitude du stimulus<sup>85</sup>. Le comportement est différent selon la structure des modes et de l'amplitude P2V de la phase de Fourier qui leur est associée. La réponse de la mesure est linéaire sur une plage de  $\pm 100$ nm (sur le front d'onde) pour tous les modes et peut être étendue un peu au delà car même si elle devient non-lineaire, la courbe de réponse reste monotone et la convergence en boucle fermée possible.



85. Notez juste que les valeurs des amplitudes sont données sur le DM et doivent donc être doublées pour correspondre aux valeurs sur le front d'onde

FIGURE 83: Réponse expérimentale de l'analyse de surface d'onde à pupille asymétrique pour des stimulus de Zernike d'amplitude variable. Les valeurs indiquées sont données pour le DM et doivent par conséquent être doublées pour correspondre au front d'onde.

Deux publications sont incluses : la première présentant l'article qui a introduit la méthode à pupille asymétrique et la seconde présentant son implémentation pratique dans le cadre de l'instrument SCExAO. Dans le cadre du projet KERNEL, nous avons pu démontrer <sup>86</sup> que la base des modes contrôlés pouvait être étendue et inclure des modes correspondant à un phénomène inattendu affectant tous les instruments XAO appelé "effet de faible vent". La présentation de ce résultat récent dépasse le cadre de cette HDR. Il montre cependant que la méthode proposée est polyvalente et que des améliorations sont possibles pour permettre un contrôle d'une plus grande famille de modes, en particulier si un meilleur détecteur est utilisé.

86. M. N'Diaye, F. Martinache, N. Jovanovic, J. Lozi, O. Guyon, B. Norris, A. Ceau, and D. Mary. Calibration of the island effect: Experimental validation of closed-loop focal plane wavefront control on Subaru/SCExAO. *ArXiv e-prints*, Dec. 2017

#### Mesure de front d'onde polychromatique

Les propriétés de la mesure de front d'onde présentée dans la section précédente montrent que le domaine de capture est limitée à de faibles aberrations : l'amplitude totale des aberrations doit être de l'ordre de 1 radian ou moins, ce qui se traduit par des erreurs sur le front d'onde de l'ordre de  $\lambda/4$ . Au delà, on a pu voir que la méthode est victime d'un effet de repliement de la phase : la mesure devient dégénérée.

ON PEUT LEVER CETTE DÉGÉNÉRESCENCE en exploitant les propriétés de dépendence chromatique de la phase instrumentale. Dans un milieu caractérisé par un indice de réfraction n, un chemin optique de longueur p (pour piston, exprimée en mètres) induit un retard de phase chromatique  $\varphi(\lambda)$  suivant une loi simple :

$$p(\lambda) = 2\pi n(\lambda) p/\lambda.$$
(63)

Pour simplifier les équations, on supposera que l'indice de réfraction vaut un sur le domaine de longueur d'onde considéré, soit  $n(\lambda) = 1$ .

Dans le cas général d'une ouverture redondante, un signal d'amplitude complexe *s* extrait du plan de Fourier pour une coordonnée (u, v) donnée de redondance *r* peut être explicité comme étant la somme de *r* phaseurs dont les différences de phases sont induites par des pistons aléatoires de valeurs inconnues (voir à nouveau la figure 15 illustrant le cas d'une base de redondance 5). Si on introduit l'inverse de la longueur d'onde :  $\xi = 1/\lambda$ , la dépendance chromatique de cette amplitude complexe s'écrit de la façon suivante :

$$s(\xi) = \sum_{k=1}^{r} \exp\left(i2\pi p_k \xi\right). \tag{64}$$

La transformée de Fourier de ce signal s'impose rapidement comme la meilleure façon d'interpréter son contenu :

$$S_{j}(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_{j}(\xi) \exp\left(-i2\pi\xi p\right) d\xi$$
(65)

$$= \sum_{k=1}^{r} \delta(p - p_k).$$
 (66)

où  $\delta$  représente une distribution de Dirac. Le résultat de cette transformée de Fourier est une collection de pics de Dirac dont la position est proportionnelle aux différentes valeurs de pistons  $(p_k)_{k=1}^r$ .

Cette analyse est loin d'être nouvelle <sup>87</sup> : ce principe est ainsi routinement exploité, pour traquer les franges d'un interféromètre longue base à deux télescopes depuis maintenant deux décennies. Lorsqu'un interférogramme est dispersé, le domaine de capture de cette technique n'est plus limité à une fraction de la longueur d'onde  $\sim \lambda/4$ ) mais étendu à une fraction de la longueur de cohérence  $\Lambda_c = R \times \lambda$ ,

87. L. Koechlin, P. R. Lawson, D. Mourard, A. Blazit, D. Bonneau, F. Morand, P. Stee, I. Tallon-Bosc, and F. Vakili. Dispersed fringe tracking with the multi- $r_0$  apertures of the Grand Interferometre a 2 Telescopes. **Appl. Opt.**, 35:3002–3009, June 1996

comme constaté dans un des articles fondateurs de l'interférométrie optique  $^{88}$  :

"... the finding of the fringes is notably facilitated by a direct-vision prism placed in front of the eyepiece, which permits observation of interference bands with a path-difference of several hundred waves."

Un des premiers résultats de ma thèse de doctorat avait été de montrer que la méthode de cophasage par analyse des franges dispersées pouvait être généralisée au cas des ouvertures arbitrairement complexes <sup>89</sup>. La difficulté connue de ce cas de figure est que même si l'on peut effectivement directement mesurer les r valeurs de pistons des paires de sous-ouvertures contribuant à la même position du plan (u, v), on ne peut pas directement attribuer une valeur de piston donnée à une paire de sous-ouvertures particulière.

- A. A. Michelson and F. G. Pease. Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. ApJ, 53:249–259, May 1921
- F. Martinache. Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes: the dispersed speckles principle. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 6:216–220, Feb. 2004



L'attribution des pistons à des paires de sous-ouvertures, c'est à dire l'inversion qui permet de passer de la phase dans le plan de Fourier à la phase dans la pupille est un problème dégénéré lorsque les pupilles sont redondantes : c'est ce qui motive le design de recombineurs interférométriques qui remappent la pupille de façon non-redondante (voir l'exemple de la figure 84). Bien que relativement facile à mettre en oeuvre dans le cas d'un faible nombre d'ouvertures (comme les quatre faisceaux du VLTI dans le cas de MA-TISSE <sup>90</sup>), la condition de non-redondance stricte devient très contraignante à mettre en oeuvre pour une configuration faite d'un grand nombre de sous-ouvertures : le critère de Nyquist devant être vérifié par les franges les plus fines, les franges les plus épaisses sont sur-échantillonnées. Une telle recombinaison requiert un très grand nombre de pixels et est par conséquent plus susceptible au bruit de détecteurs.

UNE INTERPRÉTATION COLLECTIVE des informations collectées pour toutes les coordonnées accessibles du plan (u, v) permet de résoudre la question de l'attribution des pistons d'une pupille redondante. On dispose en effet du modèle linéaire qui a servi de base à la construction des kernels et des phases-propres : l'information contenue dans FIGURE 84: Configuration nonredondante à quatre sous-ouvertures à auto-corrélation compacte, utilisée dans le recombineur interférométrique MATISSE. La figure montre (a) la pupille, (b) des franges monochromatiques et (c) le module de leur transformée de Fourier. Au delà de quatre ouvertures, une ouverture à auto-corrélation compacte n'est plus possible.

 B. Lopez, S. Lagarde, W. Jaffe, and collaborators. An Overview of the MA-TISSE Instrument - Science, Concept and Current Status. *The Messenger*, 157:5–12, Sept. 2014 l'opérateur linéaire **A** reste valide quelle que soit la distribution des pistons. Si l'analyse précédente permet de récupérer les valeurs individuelles des pistons  $p_k$ , il est possible de les combiner pour former un terme de phase pour chaque composante du plan (u, v) qui peut servir d'entrée au modèle de transfert de phase :

$$\phi^{j} = \phi_{0}^{j} + \frac{2\pi}{R} \sum_{k=1}^{R} p_{k}.$$
(67)

Lorsque le vecteur des *M* composantes de la phase de Fourier  $(\phi_j)_{j=1}^M$  est ainsi reconstitué, le modèle linéaire s'applique à nouveau, cette fois ci, sans faire appel à l'approximation des faibles phases. Comme dans le cas précédent, si la pupille, offre une asymétrie, la matrice **A** devient inversible et chaque valeur de piston peut être assignée à une paire de sous-ouverture. Même si la matrice n'est pas inversible, il est toujours possible de former des kernels qui sont à nouveaux, des quantités insensibles aux pistons.

Cette méthodologie a pour le moment été seulement décrite dans un article soumis à SPIE<sup>91</sup> (incluse à la suite de cette section) et n'a pas encore fait l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture : c'est un des chantiers du projet KERNEL.

#### Retour au fringe tracking?

A ce moment de la lecture du document, j'ai je l'espère réussi à rendre plus apparent le lien formel existant entre les images à la limite de la diffraction et les données interférométriques, qu'elles soit produites par un masque non-redondant dans la pupille d'un unique télescope ou par un instrument au foyer d'un interféromètre longue base.

Il fera sans doute sourire mes collègues spécialistes de l'interférométrie longue base, de m'entendre évoquer ce derniers cas de figure comme un scénario simplifié en comparaison de celui des images au foyer d'un télescope unique. Il ne s'agit pas pour moi de dénigrer la vraie difficulté opérationnelle de l'interférométrie longue base qui dans l'optique demande une infrastructure complexe, mais de mettre en évidence le fait que le nombre de degrés de liberté du problème à résoudre est beaucoup plus petit dans le cas d'un recombineur à quatre faisceaux destiné au VLTI que les milliers de modes de front d'onde à prendre en compte pour un système XAO comme SCExAO.

Du point de vue de l'analyse, le cas d'un *fringe tracker* pour les quatre faisceaux du VLTI est un cas particulier, restreint, d'un analyseur de front d'onde plan focal : tout ce qui peut être fait avec SCExAO peut être transposé ici. A cette fin, dans le cadre du projet KERNEL, un banc optique implémentant un miroir déformable segmenté comme moyen d'action sur le front d'onde et une caméra haute cadence et haute sensibilité placée en plan focal offre un moyen de démonstration complémentaire du travail que je continue de mener avec SCExAO.

La difficulté pour un fringe tracker de cette approche plan focal

91. F. Martinache. Spectrally dispersed Fourier-phase analysis for redundant apertures. In *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, volume 9907 of **Proc. SPIE**, page 990712, Aug. 2016

reste le domaine de capture limité. Couvrir de façon continue un domaine spectral comme proposé dans la publication précédente demanderait un spectrographe intégral de champ, dont la réalisation reste délicate, avec un grand détecteur s'accompagnant de contraintes de coût et de vitesse de lecture rendant cette solution peu viable. Un compromis implémentable en laboratoire dans l'année qui vient, consiste en un système capable de fournir quatre interférogrammes dans quatre filtres larges, couvrant toute les bandes J et H. Ces images fournissent suffisamment de contraintes pour contraindre la solution du front d'onde présent en entrée du système, tout en faisant une utilisation efficace de la lumière disponible à la métrologie. La Figure 85 présente un mode de recombinaison 2D non-redondant (donc asymétrique !) compact qui permet de contraindre assez facilement pour toutes les inconnues du problème.



Les valeurs des pistons et tip-tilt différentiels peuvent en effet directement lus dans la transformée de Fourier de l'interférogramme, au premier ordre en phase et au deuxième ordre, en incluant l'intégramité de la visibilité complexe. FIGURE 85: Exemple de configuration non-redondante compacte à deux dimensions pour un recombineur 4T semblant adaptée pour un *fringe tracker* offrant en plus du piston, accès au tip-tilt différentiel entre les sous-ouvertures. ARRAKIS TEACHES THE ATTITUDE OF THE KNIFE — CHOPPING OFF WHAT'S INCOMPLETE AND SAYING : "NOW IT'S COMPLETE BECAUSE IT'S ENDED HERE".

COLLECTED SAYINGS OF MUAD'DIB, FRANK HERBERT, DUNE

# *Conclusion : vers un haut contraste robuste ?*

L'application ambitieuse des techniques et méthodes présentées dans ce mémoire reste encore la détection directe de planètes extrasolaires en orbite autour des étoiles du voisinage Solaire. Le paysage scientifique de la thématique des exoplanètes est aujourd'hui beaucoup plus riche qu'à la conclusion de ma thèse de doctorat : on peut maintenant affirmer avec assurance que les planètes sont plus nombreuses que les étoiles dans notre Galaxie, que les planètes rocheuses sont particulièrement fréquentes et la recherche se concentre désormais sur les planètes dites habitables, où les conditions d'apparition de la vie semblent réunies.

Plusieurs instruments d'imagerie haut contraste dédiés à cette recherche ont également été construits et utilisés sur les plus grands télescopes optiques en opération à ce jour. Les campagnes d'imagerie directe n'ont pour le moment découvert qu'une dizaine de planètes et la dernière génération d'instruments n'a que très marginalement contribué à augmenter ce total. Avoir eu cet objectif ambitieux a malgré tout conduit à des systèmes capables de produire des images de qualité exceptionnelle, permettant entre autres d'étudier la structure dynamique des disques protoplanétaires dans l'infrarouge proche et de permettre des observations avec une résolution angulaire encore augmentée dans le visible.

En parlant du travail que j'ai mené sur SCExAO, le deuxième chapitre de ce mémoire a tenté d'expliquer pourquoi les performances des coronographes modernes, théoriquement capables de délivrer des contrastes très élevés, restent fortement limitées par les résidus de correction adaptative et les très faibles biais instrumentaux encore non-corrigés. La technologie progressant, notamment celle des détecteurs opérant dans l'infrarouge accompagnée par une puissance de calcul en temps réel accrue, les systèmes d'optique adaptative disposent au jour d'aujourd'hui d'un fort potentiel de progression, en se mettant à utiliser l'information présente dans le plan focal à des fins de métrologie. J'espère bien pouvoir continuer à contribuer à cette amélioration avec les méthodes de métrologie plan focal mises au point dans le cadre du projet KERNEL, généralisant le travail accompli jusque là en explorant les aspects multi- $\lambda$  et multi-source (tomographie), avec un projet de thèse qui n'a pas encore démarré.

Je continue cependant de penser que bâtir une méthodologie observationnelle, la coronographie, en pariant sur la perfection de la correction du front d'onde reste une stratégie extrêmement risquée.

Pour arriver à un potentiel de détection et de caractérisation rivalisant avec ce que permettent déjà les méthodes indirectes, plusieurs ordres de grandeur sont encore à gagner sur la performance en contraste. Les résidus de contrôle de front d'onde, si petits deviennent ils au fur et à mesure des améliorations des systèmes d'optique adaptative, resteront encore longtemps le terme dominant les limites de détection directe des systèmes d'imagerie haut contraste.

CONTRASTANT AVEC LA CORONOGRAPHIE, les méthodes d'interprétation interférométrique des données exploitant des quantités observables auto-étalonnées comme la clôture de phase et leur généralisation sous formes de kernels offrent une alternative intéressante, capable de s'affranchir de ces erreurs résiduelles. Cette robustesse intrinsèque des mesures auto-étalonnées est particulièrement attirante. Malheureusement, la dynamique de cette approche reste limitée et empêche leur utilisation dans le cas des détections très haut contraste. On aimerait pouvoir intégrer l'extraction de quantités observables auto-étalonnées d'images haut-contraste. Pour conclure cette thèse de HDR, j'aimerais par conséquent évoquer deux pistes de travail prometteuses qui réussissent à combiner un système d'atténuation du bruit de photon d'une source brillante à une méthode de prise et d'analyse de données conduisant à la formation de kernels. La première application concerne les observations haut contraste avec un seul télescope. La deuxième exploite le potentiel de l'interférométrie longue base et mène à un concept d'instrument dont la réalisation pourrait être une suite logique au projet KERNEL.

#### Les kernels d'une pupille apodisée ?

La coronographie, combinant un masque plan focal à un masque de Lyot, n'est pas la seule manière de faire du haut contraste. L'apodisation de pupille peut également être utilisée seule pour créer dans le plan image, des régions où la PSF résultante est intrinsèquement plus contrastée. Si la prise d'image respecte les critères d'échantillonnage, de non saturation et se place dans le régime des faibles aberrations, les données peuvent tout à fait faire l'objet d'une analyse kernel. Il faut simplement construire un modèle discret de la pupille qui soit adapté à la pupille apodisée.

Sans trop trahir les subtiles nuances qui font du design de ce genre d'apodisation un art à part entière <sup>92</sup>, on peut dire que le choix d'une apodisation de pupille est le résultat d'un compromis entre transmission, contraste maximal et séparation angulaire opérationnelle minimale (ou IWA). A moins d'utiliser une apodisation de type PIAA, une apodisation résultant en des images fortement contrastées se traduit par une faible transmission et un grand IWA. Si enfin on impose au masque d'être à transmission binaire, sa géométrie tend à se complexifier. La construction d'un modèle discret pour une telle pupille demanderait un modèle d'une très grande finesse, dont l'efficacité reste encore à démontrer.

92. M. N'Diaye, R. Soummer, L. Pueyo, A. Carlotti, C. C. Stark, and M. D. Perrin. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. V. Hybrid Shaped Pupil Designs for Imaging Earthlike planets with Future Space Observatories. ApJ, 818:163, Feb. 2016



FIGURE 86: Gauche : photographie du masque apodiseur conçu pour une analyse kernel. Il est découpé au laser sur un substrat carbone, normalement utilisé pour fabriquer les masques de l'instrument MOIRCS de Subaru. Le diamètre externe du disque visible est de 25.4 mm pour montage dans une roue standard. Droite : exemple d'image focale obtenue sur le ciel affichée avec une échelle verticale logarithmique.

Ainsi, plutôt que de chercher tout de suite une solution optimale, il me paraît adapté de rapidement mettre à l'épreuve une apodisation aux ambitions modestes, présentant une transmission raisonnable élevée, et pour laquelle un modèle discret peut facilement être construit. En collaboration avec Mamadou N'Diaye (ancien postdoctorant du projet KERNEL et maintenant CR CNRS au laboratoire Lagrange), Romain Laugier (doctorant KERNEL) a donc fait le design d'une apodisation répondant à ce cahier des charges. Lors d'une visite récente (juin 2018) à Subaru pour des observations avec SCExAO, nous avons utilisé une machine à découpe laser de Subaru pour fabriquer cet apodiseur, dont une photographie est visible dans le panneau de gauche de la figure 86. A sa droite, une image de l'étoile Véga (juin 2018) prise en présence de ce masque (avec la caméra CRED2 de SCExAO) révèle la région annulaire haut contraste autour du coeur de la PSF.



FIGURE 87: Représentation par XARA des propriétés du modèle discret utilisé pour l'analyse des données du masque apodiseur compatible avec l'analyse kernel, avec sans le panneau de gauche, une représentation grise de la pupille et à droite, la couverture du plan UV (module de la transformée de Fourier) offerte par ce modèle.

Dans la zone annulaire de plus haut contraste, il est donc possible de simultanément bénéficier de l'effet de réduction du bruit de photon de l'étoile centrale et du filtrage du bruit de phase résiduelle apporté par l'analyse kernel, ce qui devrait se traduire par une sensibilité accrue. La figure 87 présente à cette fin un exemple de modèle discret à transmission non-binaire, de façon à mieux décrire avec un nombre pas trop important de sous-ouvertures virtuelles, les détails de la structure du masque.

Etant donné la contrainte de non-saturation, cette démonstration va devoir bénéficier de la haute sensibilité de la caméra CRED1 du projet KERNEL, temporairement installée sur le port visiteur IR de SCExAO (voir la figure 88). Nos premiers tests de juin étant très encourageants, des observations complémentaires sont prévues dans la deuxième moitié d'octobre 2018.

Pour pousser encore plus cette méthode, nous étudions également dans le cadre de cette thèse, la possibilité de délibérément laisser saturer le coeur de la PSF qui peut être reconstruit par interpolation de façon à ce que le signal des structures faibles de l'image ressorte mieux, ce qui devrait se traduire par une dynamique plus élevée. Cette approche a été appliquée avec succès sur des données en provenance de HST au sujet desquelles nous sommes en train de finaliser un article. Il y a ici mise à profit combinée de plusieurs des développements faits dans le cadre du projet KERNEL : une meilleure prise en compte des bruits de mesure et de leur covariance, la mise en oeuvre d'un modèle discret avec transmission grise et récupération des effets de saturation. Toutes ces idées font l'objet de travaux en cours, menés par Romain Laugier et Alban Ceau (tous deux doctorants KERNEL) et feront l'objet de publications dans les mois à venir. Ce seront les premiers résultats importants du projet KERNEL.

#### *Les kernels d'un interféromètre annulant ?*

Lors d'une visite récente (novembre et décembre 2018) à l'Observatoire du Mont Stromlo, sponsorisée par un programme de l'Université Nationale Australienne (ANU), des discussions répétées avec mon collègue M. Ireland nous ont mené à imaginer un instrument interférométrique annulant d'un genre nouveau <sup>93</sup>, produisant à partir des faisceaux en provenance de quatre stations d'observation, des signaux interférométriques pouvant être combinés de façon à former des kernels. L'article, en cours de révision après une première lecture, devrait être accepté pour publication au moment de la soutenance de cette thèse de HDR : je vais tenter de décrire les principes généraux sur lesquels ce concept repose. J'évoquerai finalement la possible généralisation des idées ayant mené à ce concept et leur impact sur le design d'instruments haut-contraste à venir.

On a vu dans la première partie de ce mémoire que pour un interféromètre à deux télescopes, l'effet d'une erreur de cophasage, induite par l'atmosphère ou l'infrastructure, est indistinguable d'un déplacement de la source sur le ciel, et se manifeste par un changement de la phase de Fourier (voir l'équation 4). C'est en tirant avantage des effets de couplage entre des observations simultanées le long de lignes de base multiples qu'on a pu isoler une quantité observable invariante : la clôture de phase. L'idée est de trouver une façon de construire une telle quantité observable, au foyer d'un interféromètre annulant.

L'interférométrie annulante (j'emploierai également le terme de *nulling*) est une technique dont la description au premier abord est



FIGURE 88: Photographie de la caméra CRED1 du projet KERNEL (K-CAM) après installation sur le port IR visiteur de l'instrument SCExAO (juin 2018).

93. F. Martinache and M. J. Ireland. Kernel-nulling for a robust direct interferometric detection of extrasolar planets. *ArXiv e-prints*, Feb. 2018 déconcertante, surtout à la lumière de ce que je viens de rappeler. A la distinction d'un interféromètre classique, un interféromètre annulant (ou *nuller*) à deux télescopes requiert l'introduction sur un de ses deux bras, d'un déphasage achromatique, de façon à ce que lorsque l'interféromètre est cophasé, le système soit aligné sur une frange sombre. Comme l'acquisition de franges d'interférences dans un instrument classique (ie. pas annulant) requiert l'échantillonnage d'au moins une alternance de la fonction d'intensité décrivant les franges, soit par modulation dans le cadre d'un mode de recombinaison co-axial (un scan), soit en utilisant un système multi-axial, on peut se demander l'intérêt de la manoeuvre.

Pour que son utilisation ait du sens, un *nuller* requiert en réalité un système stabilisé en amont par un compensateur actif, équivalent de l'optique adaptative et un simple détecteur mono-pixel mesurant le flux produit en sortie du *nuller*. Un tel système est en quelque sorte l'équivalent d'un coronographe stabilisé par optique adaptative, pour lequel on ne mesurerait que le flux intégré en sortie du Lyot stop.



FIGURE 89: Implémentation possible d'un recombineur interférométrique annulant à deux faisceaux. Les deux champs électriques  $E_1$  et  $E_2$  collectés par les deux ouvertures (supposées de même pouvoir collecteur) sont recombinés à l'aide d'un cube séparateur (représenté en bleu) caractérisé par une transmission T et une réflectivité R (telles que  $R^2 + T^2 = 1$ ). Sur le chemin du champ  $E_1$ , une lame déphasante achromatique (représentée en vert) introduit un déphasage  $e^{i\theta}$ . Pour ce cas simple,  $T = R = 1/\sqrt{2}$  et  $\theta = \pi$  conduisent à un *nuller*.

La figure 89 présente une implémentation possible pour un *nuller* à deux faisceaux <sup>94</sup>. Lorsque l'interféromètre alimentant ce recombineur observe une source ponctuelle, le déphasage de  $\pi$  affectant le champ  $E_1$  avant son entrée dans le cube séparateur ( $R = T = 1/\sqrt{2}$ ) résulte en une interférence parfaitement destructive avec le champ  $E_2$ . Ce recombineur permet de monitorer l'intensité  $\mathbf{I} = \mathbf{y}^2$  collectée aux deux sorties :

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix}.$$
 (68)

Dans des conditions d'observations idéales, si l'intensité  $I_1$  diffère de zéro, le *nuller* enregistre la présence d'une structure située hors-axe. En combinant ensemble des observations pour différentes orientations de l'interféromètre <sup>95</sup>, on peut reconstruire une carte de l'objet. 94. O. Guyon, B. Mennesson, E. Serabyn, and S. Martin. Optimal Beam Combiner Design for Nulling Interferometers. PASP, 125:951, Aug. 2013

95. R. N. Bracewell. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. Nature, 274:780, Aug. 1978



FIGURE 90: Implémentation possible de recombineur pour quatre faisceaux décrit par l'équation 69 utilisant la technologie MMI : les quatre entrées sont visibles sur la partie base de l'image. Ces entrées sont couplées dans un bloc de verre chalcogénide à l'intérieur duquel une fonction d'indice a été impriméee après optimisation pour permettre dans une bande la plus large possible, de rejeter le flux associé à une source située sur l'axe en la redirigeant intégralement sur une des quatre sorties située en haut de la figure. La lumière associée à des structures situées horsaxe va filtrer dans les trois autres sorties "sombres" (image par Harry Kenchington Goldsmith).

A l'instar d'un coronographe, les sorties d'un *nuller* sont sensibles à la présence de perturbations de phase instrumentale. Dans l'espoir de construire une ou plusieurs relations de clôture, je vais tout de suite considérer un *nuller* impliquant quatre sous-ouvertures. Un tel système peut être décrit par un modèle semblable à l'équation 68 avec un opérateur de *nulling* **N** agissant sur les quatre champs électriques collectés par les quatre sous-ouvertures :

Le facteur global  $1/\sqrt{4}$  est nécessaire pour la contrainte de conservation du flux global :  $||y||^2 = ||\mathbf{N} \cdot \mathbf{E}||^2 = ||\mathbf{E}||^2$ . Bien qu'il soit possible de construire un tel nuller à partir d'un assemblage de composants discrets semblables à celui représenté dans la figure 89, la technologie de l'optique intégrée, par exemple à base d'interféromètres multi-modes (MMI, voir la figure 90)<sup>96</sup> qui permet d'achromatiser les propriétés de la fonction recherchée, semble pertinente.

Contrairement au cas d'un recombineur interférométrique classique pour lequel la relation entre la phase instrumentale  $\varphi$  et la phase de Fourier  $\Phi$  est linéaire (voir l'équation 40), l'intensité I mesurée en sortie d'un *nuller* est une fonction **quadratique** de cette même perturbation  $\varphi$ . On se place dans l'hypothèse où les faisceaux entrant dans *nuller* sont stabilisés par un *fringe-tracker*. On peut alors supposer que les excursions de phase sont de faible amplitude et utiliser un développement linéaire au premier ordre pour chaque terme de champ électrique  $E_i$  affecté par une perturbation  $\varphi_i$ :

$$E_i = E_0 \times e^{-i\varphi} \approx E_0 \times (1 - i\varphi)$$

En l'absence de perturbation ( $\varphi = 0$ ), le *nuller* est dans sa position de référence et redirige intégralement la lumière de l'étoile pointée (supposée non-résolue) vers la sortie  $y_1$  de l'équation 69, laissant les

96. H.-D. Kenchington Goldsmith, N. Cvetojevic, M. Ireland, and S. Madden. Fabrication tolerant chalcogenide mid-infrared multimode interference coupler design with applications for Bracewell nulling interferometry. *Optics Express*, 25:3038, Feb. 2017
trois sorties sombres. Une perturbation de phase va redistribuer l'intensité et de la lumière de l'étoile cible va être couplées dans les sorties  $y_2$ ,  $y_3$  et  $y_4$ . On choisit la dernière des sous-ouvertures comme référence de phase instrumentale ce qui laisse trois termes de phase  $(\varphi_i)_{i=1}^3$ . La perturbation des sorties  $\Delta \mathbf{I}$  s'écrit comme le résultat de <sup>97</sup> :

$$\Delta \mathbf{I} = E_0^2 \times || \mathbf{N} \cdot [\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, 0]^T ||^2.$$
(70)

Avec trois phases  $(\varphi_i)_{i=1}^3$ , on peut construire six termes de perturbation du deuxième ordre. On peut donc ré-écrire cette dernière équation comme le produit d'une nouvelle matrice **A** (qui va jouer un rôle analogue à la matrice de transfert du modèle des noyaux de phase) et d'un vecteur contenant ces six perturbations du deuxième ordre <sup>98</sup> :

$$\Delta \mathbf{I} = \mathbf{A} \cdot \left[\varphi_1^2, \varphi_2^2, \varphi_3^2, \varphi_1 \times \varphi_2, \varphi_1 \times \varphi_3, \varphi_2 \times \varphi_3\right]^T$$
(71)

La structure de **A** va décider de la possibilité de construire ou pas des kernels. Si on intègre la perturbation de la sortie brillante parmi les termes de  $\Delta$ **I**, cette matrice **A** s'écrit <sup>99</sup> :

On peut rapidement identifier un kernel  $\mathbf{K} = [1111]$  qui vérifie  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{A} = 0$ : ce kernel correspond tout simplement à la conservation du flux global <sup>100</sup>. En plus de ce kernel trivial, aucun autre kernel ne peut être construit pour ce système. Pour sortir de cette situation, il faut modifier l'architecture du *nuller* et identifier un design qui fasse que les intensités des différentes sorties répondent de façon asymmétrique aux différentes perturbations.

La solution que nous avons proposé consiste à rajouter un étage de mélange des signaux des différentes sorties sombres du *nuller* **N**. Chaque sortie  $(y_i)_{i=2}^4$  est séparée en quatre faisceaux de même intensité, et un déphasage  $e^{i\theta}$  est appliqué sur deux de ces quatre faisceaux. Les faisceaux en provenance de sorties différentes sont ensuite mélangés les uns avec les autres. En retenant un déphasage de  $\pi/2$ , l'effet de cette étape de mélange se résume à une nouvelle opération de *scrambling* **S** :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 & i & 0\\ i & 1 & 0\\ 1 & 0 & i\\ i & 0 & 1\\ 0 & 1 & i\\ 0 & i & 1 \end{bmatrix}.$$
 (73)

**S** est une matrice  $6 \times 3$ , complexe, prenant les trois sorties  $[y_2 y_3 y_4]^T$  du *nuller* **N** pour les mélanger et produire six nouvelles sorties, dont on va pouvoir cette fois, tirer des kernels non-triviaux. La figure 91

- 97. Pour rester homogènes, les équations devraient faire apparaître le facteur global  $E_0^2$  comme dans l'équation en cours de discussion. Dans la suite (on ne discute pas de fluctuations photométriques), les équations seront normalisées et ce facteur global éliminé pour augmenter leur lisibilité.
- 98. Tous ces termes correspondent aux dérivées secondes de I. Y a t'il un intérêt à réécrire ces équations en faisant intervenir le Hessien de I ?
- 99. Il est intéressant de noter que les trois premiers termes de chaque ligne, correspondant aux termes non-croisés, sont tous égaux. C'est parmi les signes associés termes croisés qu'on observe de la diversité.
- 100. La lumière qui filtre vers les sorties sombres provient de la sortie brillante.

présente la façon dont on propose d'interfacer l'étage du *nuller* N à l'étage du *scrambler* S.



On peut comme précedemment déterminer la dépendance de ces six nouvelles sorties mélangées à une perturbation de phase  $\varphi$ , et déterminer les entrées d'une nouvelle matrice **A** décrivant la dépendance du système aux six perturbations de deuxième ordre. On va ici délaisser la sortie brillante et ne s'intéresser qu'aux six nouvelles sorties sombres. La matrice **A** s'écrit alors :

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}.$$
 (74)

Avec cette architecture il est de nouveau facile d'identifier trois kernels, correspondant chacun à la soustraction de paires consécutives des six sorties <sup>101</sup> :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix}.$$
 (75)

POUR RÉSUMER, la proposition de recombineur interférométrique intègre deux fonctions distinctes (voir figure 91) de nulling et de scrambling produisant une sortie brillante vers laquelle le signal de la source (non-résolue) pointée est intégralement redirigé et six sorties sombres dans lesquelles la signature de structures situées dans le voisinage direct de l'étoile visée peut filtrer. Cet assemblage de fonctions est toujours sensible aux perturbations de phase cependant les six sorties qui en résultent peuvent être combinées pour former des kernels. Ces nouveaux kernels, de nature très différente de celle des noyaux de phase, sont des quantités observables insensibles aux perturbation du second ordre qui affectent naturellement la sortie d'un nuller. Un recombineur classique (c'est à dire qui ne soit pas annulant) au foyer d'un réseau à n télescopes offre accès instantané à jusqu'à  $n_b = n \times (n-1)/2$  mesures de visibilité complexe qui peuvent être combinées pour former  $n_K = (n-1) \times (n-2)/2$  clôtures (ou kernels) de phase. Il est plutôt satisfaisant de voir qu'avec ses trois kernels, l'architecture proposée permet de former dans le cas d'un nuller à quatre ouvertures, un nombre d'observables en accord avec le nombre optimal d'un recombineur classique.

FIGURE 91: Architecture proposée pour le concept de *nuller* modifié pour permettre la formation de kernels. Les trois sorties sombres du *nuller* servent d'entrée à un étage de *scrambling* qui les mélange et conduit à la formation de six sorties.

101. Comme on va le voir, ces trois nouveaux kernels sont non-triviaux et apportent tous les trois une information utile sur la structure de la source observée.



La réponse sur le ciel d'un nuller est en grande partie conditionnnée par la géométrie au sol du réseau interférométrique et la couverture effective du plan (u,v) qui dépend en plus des coordonnées de l'objet au moment de l'observation. Pour alimenter cette première description du concept, nous avons choisi d'utiliser la géométrie des quatre UTs du VLTI, dans le cas d'une observation se passant au zénith. L'étude utilise l'architecture du nuller qui vient d'être présentée pour former des kernels. La figure 92 présente comment l'amplitude des trois kernels de l'instrument proposé évolue en fonction de la position d'une source ponctuelle dans un champ de  $\pm 15$  mas centré sur la position de référence de l'instrument.

FIGURE 92: Trois cartes montrant comment les trois valeurs des kernels construits à partir des six sorties du scrambler évoluent en fonction de la position dans le champ. Les amplitudes des kernels sont données en multiples du flux collecté par un télescope.

> output #1 output #2

output #3



FIGURE 93: Distribution des sorties du nuller lors de l'observation d'un système binaire avec un compagnon de contraste  $c = 10^{-2}$  aux coordonnées (+4.8,+1.8) dans les cartes précédentes en présence d'un résidu d'excursions de piston caractérisé par un RMS de 50 nm. A gauche : les histogrammes des trois sorties sombres qui seraient enregistrées en n'utilisant que l'étage du nuller. Au centre : les histogrammes des six sorties sombres enregistrées en sortie du scrambler. A droite : les histogrammes des trois kernels construits à partir des six sorties. Les lignes pointillées marquent les valeurs attendues des différentes mesures en l'absence de piston résiduel.

Kernel-Null

L'effet du nulling n'est pas uniforme : les trois kernels présentent ainsi de multiples minima et maxima pour différentes positions dans le champ couvert. Sur l'axe, l'effet du nuller est par contre clair et les trois kernels sont bien nuls. Les cartes de kernels présentent par contre toutes les trois une propriété intéressante : elles sont en effet anti-symétriques. Une seule observation apporte une contrainte forte sur la position d'un éventuel compagnon à l'objet observé.

Le véritable intérêt de ce concept est révélé lorsqu'on inclut des erreurs de phase. La figure 93 permet de visualiser ce que l'étage de mélange et la construction des kernels apporte. La simulation inclut le signal produit par un système binaire, avec un compagnon

## 112 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

de contraste  $c = 10^{-2}$  situé au point de coordonnées (+4.8,+1.8) mas sur les cartes de la figure 92 en présence de turbulence. Les histogrammes des valeurs mesurées par le *nuller* seul sont fortement asymétriques révèlent des excursions importantes du *null*. Les histogrammes des valeurs brutes mesurées en sortie du *scrambler* sont très semblablement distribuées et la réduction apparente du domaine d'excursion des valeurs mesurées s'explique simplement par la réduction par un facteur deux du flux par sortie (en passant de trois à six sorties). Chaque série de mesures instantanées des six sorties peut cependant être combinée pour former trois kernels : la suppression des erreurs du second ordre affectant les sorties brutes du *nuller* se matérialise par des histogrammes beaucoup plus piqués et centrés sur la valeur attendue : la mesure qui est offerte par les kernels est effectivement rendue robuste aux excursions de piston.

C'EST LA PREMIÈRE FOIS qu'un concept d'instrument haut-contraste combine à la fois les effets positifs d'un nuller qui atténue autant que possible la contribution du bruit de photon de la source centrale tout en étant robuste aux excursions de contrôle de front d'onde. Ce concept de kernel-nulling nous a naturellement mené à évoquer dans notre article la possibilité d'un instrument haut-contraste pour le VLTI, que nous avons appelé VIKiNG (acronyme de VLTI Infrared Kernel NullinG) et identifie une douzaine de planètes détectées par vitesse radiale qui pourraient observées par cet instrument. Ce concept d'instrument me semble constituer un progrès important : il est conçu pour fonctionner dans des conditions plutôt favorables, c'est à dire en bénéficiant de l'effet stabilisateur d'un fringe tracker mais qui ne parie pas sur la perfection du contrôle de front d'onde. J'espère que ma collaboration avec M. Ireland, qui dure depuis mon premier contrat de post-doctorant, conduira à la matérialisation d'un tel instrument qui présente un fort potentiel pour véritablement contribuer à des détections directes de planètes extrasolaires.

### Vers une kernel-coronographie?

Peut on extrapoler les idées qui ont mené au concept de *kernel-nulling* et les appliquer au scénario de la coronographie? Le problème est plus compliqué à formaliser car il implique un très grand nombre de degrés de liberté. Le nombre fini de faisceaux recombinés dans le cas du *nulling* rend en effet le problème relativement facile à écrire. Avec *n* sous-ouvertures, on a n - 1 sources de perturbation de phase et  $(n - 1) \times n/2$  termes de perturbation du second ordre pour lesquels on va chercher à assembler des kernels. Une première étape vers cette généralisation serait de voir si une architecture de *nuller* + *scrambler* peut toujours être trouvée pour un nombre arbitraire de sous-ouvertures ou s'il existe des combinaisons non-permises. Une architecture pour un réseau à six télescopes pourrait conduire à un instrument *kernel-nuller* adapté à l'interféromètre CHARA.

Une autre étape serait d'explorer ce qui est possible de réaliser avec un masque coronographique adapté, au foyer d'un masque à ouverture non-redondante, qui reste après tout un scénario assez simple dont on peut encore apprendre des choses. Complété par un Lyot-stop lui même non-redondant, ce montage est comparable à un *nuller*. Un équivalent de l'étage de *scrambling* pourrait être un masque de phase placé dans le plan de Lyot. Je n'ai cependant pas encore d'idée claire sur la façon dont il faudrait aborder l'analyse des interférogrammes produits par un tel système.

Une autre approche, plus proche de l'imagerie coronographique telle qu'elle est implémentée aujourd'hui est d'inclure à l'image focale, les informations nécessaires à la réalisation d'une bonne métrologie qui permet de séparer la contribution de la phase instrumentale de celle des structures du voisinage de la source observée. L'étude d'une utilisation de l'analyse de front d'onde plan focal coronographique avec un Lyot-stop asymétrique figure ainsi au programme du projet KERNEL. Cette démarche nous ramène également à l'idée de speckle-nulling dont j'ai parlé dans le deuxième chapitre de cette thèse. Une alternative au speckle-nulling qui requiert une modulation temporelle de la perturbation, est, d'employer un codage spatial. La self-coherent camera (SCC)<sup>102</sup> est une proposition existante qui répond en partie au besoin mais à la mise au point délicate qui n'offre à mon sens pas encore suffisamment de robustesse. Pour le moment, utilisée à des fins de contrôle de front d'onde, il serait intéressant de voir si à partir de mesures d'amplitude complexe dans le plan focal, un assemblage de kernels est possible qui permettrait de s'affranchir des limites résultant des effets subtils de diffraction de Fresnel introduits par les optiques elles mêmes.

#### Pour conclure

SE DOTER DE TECHNIQUES ET DE PRINCIPES D'OBSERVATION RO-BUSTES AUX PERTURBATIONS DE SURFACE D'ONDE me semble être une étape cruciale pour que l'imagerie haut contraste reste une proposition pertinente, susceptible de faire une contribution significative dans le domaine des exoplanètes depuis le sol. Utilisant des concepts instrumentaux considérablement moins sophistiqués que les imageurs haut-contraste, les techniques d'observation de la mesure de vitesse radiale, l'observation de lentilles gravitationnelles, le suivi de transit photométrique et la spectroscopie des transits ont permis des progrès considérables et couvert une large partie de l'espace des paramètres. La performance de ces techniques est également dégradée par le *seeing* mais contrairement au haut-contraste, cette dégradation est progressive. L'imagerie haut-contraste reste par conséquent encore une contribution très mineure qui n'a pas encore permis la révolution qu'elle a le potentiel d'accomplir. 102. R. Galicher, P. Baudoz, and G. Rousset. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a selfcoherent camera in space. A&A, 488:L9–L12, Sept. 2008

## 114 REPOUSSER LES LIMITES DE LA DIFFRACTION POUR L'ASTRONOMIE À HAUTE RÉSOLUTION ANGULAIRE

Avec les télescopes de la classe des 20-30 mètres, l'astronomie est en train de se doter de moyens d'observation pour lesquels l'imagerie directe des planètes extrasolaires était le cas scientifique moteur et pourtant aucun des trois grands télescopes de cette classe ne prévoit d'instrument véritablement haut contraste en première génération. On peut faire un constat semblable pour les missions spatiales : au moment de ma thèse de doctorat, le haut contraste semblait être une évidence, que ce soit pour la coronographie avec TPF-C et pour l'interférométrie avec SIM, SIM-lite, TPF-I et Darwin. Aucune de ces missions spatiales n'a malheureusement vu le jour. Les missions dédiées au transits comme Kepler (lancé en 2009), TESS (lancé en 2018) et PLATO (dont le lancement prévu en 2026) dominent le paysage "exoplanète" de l'astrophysique spatiale. Cette attitude des agences vis à vis du haut contraste est révélatrice d'une forme de crise de confiance. Une solution à cette crise viendra peut être du mariage des techniques, par exemple celui de l'imagerie haut-contraste combinée à la mesure de vitesse radiale grâce à l'injection dans une ou plusieurs fibres optiques. Des observations partiellement résolues de transits photométriques avec des systèmes multi-fibres bénéficiant de correction XAO pourraient peut être également apporter aux transits des contraintes sur la configuration spatiale des systèmes observés.

L'attitude saine de l'optimisme réaliste est de toujours espérer le meilleur en se ne cessant jamis de se préparer au pire. Pour faire de la coronographie depuis le sol, il faut être résolument optimiste, car beaucoup d'éléments conspirent contre nos efforts dans l'objectif du haut-contraste mais l'optimisme seul ne suffit pas. Je doute que les dernières idées proposées dans ce chapitre de conclusion soient finales : elles sont cependant au jour d'aujourd'hui ma tentative sincère d'introduire du réalisme à la grande ambition de l'imagerie haut-contraste. Il n'y a qu'en acceptant pleinement la nature impermanente de nos observations, qu'on peut espérer mettre en évidence des observables qui la transcendent. L'optique adaptative nous offre les moyens de contrôler cette impermanence mais ce contrôle reste partiel : avec des niveaux d'exigence croissants, les résidus de contrôle contribueront toujours significativement à un plancher de performance.

Cette thèse de HDR est nécessairement un bilan des différentes activités scientifiques accomplies depuis la soutenance de ma thèse de doctorat. L'imagerie directe des planètes extrasolaires habitables, bénéficie encore d'une aura positive et a permis de justifier beaucoup des développements auxquels j'ai eu la chance d'être associé. Je me suis permis d'aller au delà du simple bilan et ai profité de cette conclusion pour partager une réflexion et proposer une démarche visant à rendre service à cette cause. J'espère que les quelques pistes proposées dépasseront le cadre du projet KERNEL dans lequel je suis pour le moment engagé. Je vous remercie de votre attention et espère que la lecture de ce document aura réussi à stimuler votre réflexion.

# Bibliographie

- [1] K. Adler. The Measure of All Things. Free Press, 2002.
- [2] D. Bernat, F. Martinache, M. Ireland, P. Tuthill, and J. Lloyd. The Use of Spatial Filtering with Aperture Masking Interferometry and Adaptive Optics. ApJ, 756 :8, Sept. 2012.
- [3] J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Berton, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, R. Gratton, N. Hubin, M. Kasper, M. Langlois, C. Moutou, L. Mugnier, J. Pragt, P. Rabou, M. Saisse, H. M. Schmid, E. Stadler, M. Turrato, S. Udry, R. Waters, and F. Wildi. SPHERE : A 'Planet Finder' Instrument for the VLT. *The Messenger*, 125, Sept. 2006.
- [4] P. J. Bordé and W. A. Traub. High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. ApJ, 638 :488– 498, Feb. 2006.
- [5] B. P. Bowler. Imaging Extrasolar Giant Planets. **PASP**, 128(10) :102001, Oct. 2016.
- [6] R. N. Bracewell. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. Nature, 274 :780, Aug. 1978.
- [7] A. P. Digby, S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, A. Sivaramakrishnan, J. P. Lloyd, M. D. Perrin, L. C. Roberts, Jr., R. Soummer, D. Brenner, R. B. Makidon, M. Shara, J. Kuhn, J. Graham, P. Kalas, and L. Newburgh. The Challenges of Coronagraphic Astrometry. ApJ, 650 :484–496, Oct. 2006.
- [8] T. M. Evans, M. J. Ireland, A. L. Kraus, F. Martinache, P. Stewart, P. G. Tuthill, S. Lacour, J. M. Carpenter, and L. A. Hillenbrand. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. III. Young Moving Groups. ApJ, 744 :120, Jan. 2012.
- [9] R. Galicher, P. Baudoz, and G. Rousset. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. A&A, 488 :L9–L12, Sept. 2008.
- [10] M. Golay. Point arrays having compact, nonredundant autocorrelations. JOSA, 61 :272–273, 1971.

- [11] R. A. Gonsalves. Phase retrieval and diversity in adaptive optics. Optical Engineering, 21:829–832, Oct. 1982.
- [12] O. Guyon. Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. A&A, 404 :379– 387, June 2003.
- [13] O. Guyon, T. Matsuo, and R. Angel. Coronagraphic Low-Order Wave-Front Sensor : Principle and Application to a Phase-Induced Amplitude Coronagraph. ApJ, 693 :75–84, Mar. 2009.
- [14] O. Guyon, B. Mennesson, E. Serabyn, and S. Martin. Optimal Beam Combiner Design for Nulling Interferometers. PASP, 125 :951, Aug. 2013.
- [15] O. Guyon, E. Pluzhnik, F. Martinache, J. Totems, S. Tanaka, T. Matsuo, C. Blain, and R. Belikov. High-Contrast Imaging and Wavefront Control with a PIAA Coronagraph : Laboratory System Validation. PASP, 122 :71–84, Jan. 2010.
- [16] O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, and S. T. Ridgway. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. ApJS, 167 :81–99, Nov. 2006.
- [17] K. W. Hodapp, R. Suzuki, M. Tamura, L. Abe, H. Suto, R. Kandori, J. Morino, T. Nishimura, H. Takami, O. Guyon, S. Jacobson, V. Stahlberger, H. Yamada, R. Shelton, J. Hashimoto, A. Tavrov, J. Nishikawa, N. Ukita, H. Izumiura, M. Hayashi, T. Nakajima, T. Yamada, and T. Usuda. HiCIAO : the Subaru Telescope's new high-contrast coronographic imager for adaptive optics. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Aug. 2008.
- [18] M. J. Ireland. Phase errors in diffraction-limited imaging : contrast limits for sparse aperture masking. MNRAS, 433 :1718–1728, Aug. 2013.
- [19] R. C. Jennison. A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. MNRAS, 118 :276–+, 1958.
- [20] N. Jovanovic, F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, V. Garrel, K. Newman, D. Doughty, J. Lozi, J. Males, Y. Minowa, Y. Hayano, N. Takato, J. Morino, J. Kuhn, E. Serabyn, B. Norris, P. Tuthill, G. Schworer, P. Stewart, L. Close, E. Huby, G. Perrin, S. Lacour, L. Gauchet, S. Vievard, N. Murakami, F. Oshiyama, N. Baba, T. Matsuo, J. Nishikawa, M. Tamura, O. Lai, F. Marchis, G. Duchene, T. Kotani, and J. Woillez. The Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics System : Enabling High-Contrast Imaging on Solar-System Scales. PASP, 127:890–910, Oct. 2015.

- [21] N. Jovanovic, P. G. Tuthill, B. Norris, S. Gross, P. Stewart, N. Charles, S. Lacour, M. Ams, J. S. Lawrence, A. Lehmann, C. Niel, J. G. Robertson, G. D. Marshall, M. Ireland, A. Fuerbach, and M. J. Withford. Starlight demonstration of the Dragonfly instrument : an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging. MNRAS, 427 :806–815, Nov. 2012.
- [22] H.-D. Kenchington Goldsmith, N. Cvetojevic, M. Ireland, and S. Madden. Fabrication tolerant chalcogenide mid-infrared multimode interference coupler design with applications for Bracewell nulling interferometry. *Optics Express*, 25 :3038, Feb. 2017.
- [23] L. Koechlin, P. R. Lawson, D. Mourard, A. Blazit, D. Bonneau, F. Morand, P. Stee, I. Tallon-Bosc, and F. Vakili. Dispersed fringe tracking with the multi-r<sub>o</sub> apertures of the Grand Interferometre a 2 Telescopes. Appl. Opt., 35 :3002–3009, June 1996.
- [24] A. L. Kraus and M. J. Ireland. LkCa 15 : A Young Exoplanet Caught at Formation? **ApJ**, 745 :5, Jan. 2012.
- [25] A. L. Kraus, M. J. Ireland, F. Martinache, and L. A. Hillenbrand. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. II. Multiple Star Formation in Taurus-Auriga. ApJ, 731 :8, Apr. 2011.
- [26] A. L. Kraus, M. J. Ireland, F. Martinache, and J. P. Lloyd. Mapping the Shores of the Brown Dwarf Desert. I. Upper Scorpius. ApJ, 679 :762–782, May 2008.
- [27] A. Labeyrie. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. A&A, 6 :85, May 1970.
- [28] A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy, G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich, A. Boccaletti, D. Gratadour, D. Rouan, D. Mouillet, S. Lacour, and M. Kasper. A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris. *Science*, 329 :57–, July 2010.
- [29] B. Lopez, S. Lagarde, W. Jaffe, and collaborators. An Overview of the MATISSE Instrument - Science, Concept and Current Status. *The Messenger*, 157:5–12, Sept. 2014.
- [30] J. Lozi, O. Guyon, N. Jovanovic, G. Singh, S. Goebel, B. Norris, and H. Okita. Characterizing and mitigating vibrations for SCExAO. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of **Proc. SPIE**, page 99090J, July 2016.
- [31] J. Lozi, F. Martinache, and O. Guyon. Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils : Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil. PASP, 121 :1232–1244, Nov. 2009.
- [32] B. Macintosh, J. R. Graham, P. Ingraham, Q. Konopacky, C. Marois, M. Perrin, L. Poyneer, B. Bauman, T. Barman, A. S.

Burrows, A. Cardwell, J. Chilcote, R. J. De Rosa, D. Dillon,
R. Doyon, J. Dunn, D. Erikson, M. P. Fitzgerald, D. Gavel,
S. Goodsell, M. Hartung, P. Hibon, P. Kalas, J. Larkin, J. Maire,
F. Marchis, M. S. Marley, J. McBride, M. Millar-Blanchaer,
K. Morzinski, A. Norton, B. R. Oppenheimer, D. Palmer, J. Patience, L. Pueyo, F. Rantakyro, N. Sadakuni, L. Saddlemyer,
D. Savransky, A. Serio, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan,
I. Song, S. Thomas, J. K. Wallace, S. Wiktorowicz, and S. Wolff.
First light of the Gemini Planet Imager. *Proceedings of the National Academy of Science*, 111:12661–12666, Sept. 2014.

- [33] F. Malbet, J. W. Yu, and M. Shao. High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronography. PASP, 107 :386, Apr. 1995.
- [34] F. Martinache. Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes : the dispersed speckles principle. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 6 :216–220, Feb. 2004.
- [35] F. Martinache. Kernel Phase in Fizeau Interferometry. ApJ, 724 :464–469, Nov. 2010.
- [36] F. Martinache. The Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor. PASP, 125 :422–430, Apr. 2013.
- [37] F. Martinache. Spectrally dispersed Fourier-phase analysis for redundant apertures. In *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, volume 9907 of **Proc. SPIE**, page 990712, Aug. 2016.
- [38] F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, and C. Blain. Speckle Control with a Remapped-Pupil PIAA Coronagraph. **PASP**, 124 :1288–1294, Dec. 2012.
- [39] F. Martinache, O. Guyon, N. Jovanovic, C. Clergeon, G. Singh, T. Kudo, T. Currie, C. Thalmann, M. McElwain, and M. Tamura. On-Sky Speckle Nulling Demonstration at Small Angular Separation with SCExAO. PASP, 126 :565–572, June 2014.
- [40] F. Martinache, O. Guyon, E. A. Pluzhnik, R. Galicher, and S. T. Ridgway. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronograph. II. Performance. ApJ, 639 :1129– 1137, Mar. 2006.
- [41] F. Martinache and M. J. Ireland. Kernel-nulling for a robust direct interferometric detection of extrasolar planets. *ArXiv e-prints*, Feb. 2018.
- [42] F. Martinache, J. P. Lloyd, M. J. Ireland, R. S. Yamada, and P. G. Tuthill. Precision Masses of the Low-Mass Binary System GJ 623. ApJ, 661 :496–501, May 2007.
- [43] F. Martinache, B. Rojas-Ayala, M. J. Ireland, J. P. Lloyd, and P. G. Tuthill. Visual Orbit of the Low-Mass Binary GJ 164 AB. ApJ, 695 :1183–1190, Apr. 2009.

- [44] D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey, and D. Shemo. The Vector Vortex Coronagraph : Laboratory Results and First Light at Palomar Observatory. ApJ, 709 :53–57, Jan. 2010.
- [45] A. A. Michelson and F. G. Pease. Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. ApJ, 53 :249–259, May 1921.
- [46] Y. Minowa, Y. Hayano, S. Oya, M. Watanabe, M. Hattori, O. Guyon, S. Egner, Y. Saito, M. Ito, H. Takami, V. Garrel, S. Colley, T. Golota, and M. Iye. Performance of Subaru adaptive optics system AO188. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7736 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, July 2010.
- [47] J. D. Monnier. An Introduction to Closure Phases. In P. R. Lawson, editor, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*, pages 203-+, 2000.
- [48] T. Nakajima, S. R. Kulkarni, P. W. Gorham, A. M. Ghez, G. Neugebauer, J. B. Oke, T. A. Prince, and A. C. S. Readhead. Diffraction-limited imaging. II - Optical aperture-synthesis imaging of two binary stars. AJ, 97 :1510–1521, May 1989.
- [49] M. N'Diaye, F. Martinache, N. Jovanovic, J. Lozi, O. Guyon, B. Norris, A. Ceau, and D. Mary. Calibration of the island effect : Experimental validation of closed-loop focal plane wavefront control on Subaru/SCExAO. *ArXiv e-prints*, Dec. 2017.
- [50] M. N'Diaye, R. Soummer, L. Pueyo, A. Carlotti, C. C. Stark, and M. D. Perrin. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Apertures. V. Hybrid Shaped Pupil Designs for Imaging Earthlike planets with Future Space Observatories. ApJ, 818 :163, Feb. 2016.
- [51] B. R. Oppenheimer, C. Beichman, D. Brenner, R. Burruss, E. Cady, J. Crepp, L. Hillenbrand, S. Hinkley, E. R. Ligon, T. Lockhart, I. Parry, L. Pueyo, E. Rice, L. C. Roberts, J. Roberts, M. Shao, A. Sivaramakrishnan, R. Soummer, G. Vasisht, F. Vescelus, J. K. Wallace, C. Zhai, and N. Zimmerman. Project 1640 : the world's first ExAO coronagraphic hyperspectral imager for comparative planetary science. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2012.
- [52] P. Pathak, O. Guyon, N. Jovanovic, J. Lozi, F. Martinache, Y. Minowa, T. Kudo, H. Takami, Y. Hayano, and N. Narita. A High-precision Technique to Correct for Residual Atmospheric Dispersion in High-contrast Imaging Systems. PASP, 128(12) :124404, Dec. 2016.

- [53] G. Perrin, S. Lacour, J. Woillez, and É. Thiébaut. High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping. MNRAS, 373 :747–751, Dec. 2006.
- [54] B. J. S. Pope. Kernel phase and kernel amplitude in Fizeau imaging. MNRAS, 463:3573–3581, Dec. 2016.
- [55] L. Pueyo, J. Kay, N. J. Kasdin, T. Groff, M. McElwain, A. Give'on, and R. Belikov. Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization. Appl. Opt., 48 :6296, Nov. 2009.
- [56] A. C. S. Readhead, T. S. Nakajima, T. J. Pearson, G. Neugebauer, J. B. Oke, and W. L. W. Sargent. Diffraction-limited imaging with ground-based optical telescopes. AJ, 95 :1278–1296, Apr. 1988.
- [57] J.-F. Sauvage, T. Fusco, M. Lamb, J. Girard, M. Brinkmann, A. Guesalaga, P. Wizinowich, J. O'Neal, M. N'Diaye, A. Vigan, D. Mouillet, J.-L. Beuzit, M. Kasper, M. Le Louarn, J. Milli, K. Dohlen, B. Neichel, P. Bourget, P. Haguenauer, and D. Mawet. Tackling down the low wind effect on SPHERE instrument. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of **Proc. SPIE**, page 990916, July 2016.
- [58] J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, A. Costille, D. Mouillet, J.-L. Beuzit, K. Dohlen, M. Kasper, M. Suarez, C. Soenke, A. Baruffolo, B. Salasnich, S. Rochat, E. Fedrigo, P. Baudoz, E. Hugot, A. Sevin, D. Perret, F. Wildi, M. Downing, P. Feautrier, P. Puget, A. Vigan, J. O'Neal, J. Girard, D. Mawet, H. M. Schmid, and R. Roelfsema. SAXO : the extreme adaptive optics system of SPHERE (I) system overview and global laboratory performance. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2(2) :025003, Apr. 2016.
- [59] G. Singh, F. Martinache, P. Baudoz, O. Guyon, T. Matsuo, N. Jovanovic, and C. Clergeon. Lyot-based Low Order Wavefront Sensor for Phase-mask Coronagraphs : Principle, Simulations and Laboratory Experiments. PASP, 126 :586, June 2014.
- [60] A. Sivaramakrishnan, D. Lafrenière, K. E. S. Ford, B. McKernan, A. Cheetham, A. Z. Greenbaum, P. G. Tuthill, J. P. Lloyd, M. J. Ireland, R. Doyon, M. Beaulieu, A. Martel, A. Koekemoer, F. Martinache, and P. Teuben. Non-redundant Aperture Masking Interferometry (AMI) and segment phasing with JWST-NIRISS. In *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave,* volume 8442 of **Proc. SPIE**, page 84422S, Sept. 2012.
- [61] M. Tamura. Subaru Strategic Exploration of Exoplanets and Disks with HiCIAO/AO188 (SEEDS). In T. Usuda, M. Tamura,

and M. Ishii, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1158 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 11–16, Aug. 2009.

- [62] G. Torres. Substellar Companion Masses from Minimal Radial Velocity or Astrometric Information : a Monte Carlo Approach.
   PASP, 111 :169–176, Feb. 1999.
- [63] P. Tuthill, J. Lloyd, M. Ireland, F. Martinache, J. Monnier, H. Woodruff, T. ten Brummelaar, N. Turner, and C. Townes. Sparse-aperture adaptive optics. In Advances in Adaptive Optics II. Edited by Ellerbroek, Brent L.; Bonaccini Calia, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 6272, pp. (2006)., July 2006.
- [64] F. P. A. Vogt, F. Martinache, O. Guyon, T. Yoshikawa, K. Yokochi, V. Garrel, and T. Matsuo. Coronagraphic Low-Order Wavefront Sensor : Postprocessing Sensitivity Enhancer for High-Performance Coronagraphs. PASP, 123 :1434–1441, Dec. 2011.
- [65] J. K. Wallace, R. S. Burruss, R. D. Bartos, T. Q. Trinh, L. A. Pueyo, S. F. Fregoso, J. R. Angione, and J. C. Shelton. The Gemini Planet Imager calibration wavefront sensor instrument. In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 7736 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, July 2010.