



HAL
open science

Caractérisation d'un coronographe pour la détection d'exoplanètes avec MIRI/JWST

Céline Cavarroc

► **To cite this version:**

Céline Cavarroc. Caractérisation d'un coronographe pour la détection d'exoplanètes avec MIRI/JWST. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT : . tel-00255764

HAL Id: tel-00255764

<https://theses.hal.science/tel-00255764v1>

Submitted on 14 Feb 2008

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

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

Université Paris VII - Denis Diderot
École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France
Observatoire de Paris-Meudon

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

Docteur de l'Université Paris VII - Denis Diderot

Spécialité : Astrophysique et Instrumentation associée

Caractérisation d'un coronographe pour la détection d'exoplanètes avec MIRI/JWST

par

Céline Cavarroc

soutenue le 23 novembre 2007 à l'Observatoire de Meudon

Composition du jury

Président : Gérard Rousset

Rapporteurs : Claude Aime
Anand Sivaramakrishnan

Examineurs : Daniel Rouan (directeur de thèse)
Anthony Boccaletti (co-directeur)
Pierre-Olivier Lagage
Kjetil Dohlen

Remerciements

La réalisation de ce manuscrit et de cette thèse n'aurait pas été possible sans un certain nombre de personnes. Je souhaite leur témoigner ici toute ma gratitude.

Je tiens tout d'abord à remercier Daniel Rouan et Anthony Boccaletti qui m'ont permis de réaliser cette thèse. Je tiens à remercier plus particulièrement Anthony, qui m'a encadrée et guidée tout au long de ces trois années, qui m'a initiée à la coronographie et aux simulations numériques.

Je tiens à remercier Claude Aime et Anand Sivaramakrishnan pour m'avoir fait l'honneur d'être mes rapporteurs. Merci aussi à Gérard Rousset d'avoir accepté de présider mon jury. Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Pierre-Olivier Lagage et à Kjetil Dohlen pour avoir fait partie du jury.

J'ai, pendant deux ans, partagé le bureau d'Anthony Boccaletti et de Pierre Baudoz. J'ai énormément appris à leur contact. Je tiens à remercier particulièrement Pierre qui, entre autres, m'a fait découvrir les aspects pratiques de la coronographie.

Une autre personne, indispensable à la coronographie au LESIA, est Jacques Baudrand. J'ai travaillé avec lui sur la caractérisation des coronographes de MIRI. Merci à lui pour sa patience.

Je tiens aussi à remercier très chaleureusement Pierre Riaud pour les cafés, ses explications, ... Merci aussi à Patrice Martinez pour, entre autres, les discussions autour des cafés (encore !) puis des cafés virtuels... Enfin, merci à Raphaël Galicher pour sa sympathie. Je remercie également ceux avec lesquels j'ai partagé le bureau la dernière année : Raphaël (encore, grâce auquel je n'avais pas systématiquement le bureau le plus mal rangé !), Erwann Reffet et, quelques semaines, Adeline Gicquel, qui a animé l'été d'ordinaire un peu calme à Meudon.

Enfin, je tiens à remercier mes parents et ma famille qui m'ont soutenue depuis toujours. Merci d'avoir été là et de l'être encore... Et, pour finir, le dernier mais non le moindre, merci à Guillaume pour le soutien quotidien, pour tout... et pour tout le reste...

Table des matières

Table des matières	ii
Résumé	ix
Abstract	x
Liste des acronymes	xi
Introduction	1
I À la recherche d'exoplanètes...	3
Prologue	5
I.1 Les méthodes de détections indirectes	7
I.1.1 Les méthodes existantes	7
I.1.1.1 Étude du mouvement réflexe de l'étoile	7
I.1.1.2 Variations photométriques	9
I.1.2 Les exoplanètes : ce qu'on en sait aujourd'hui	10
I.1.2.1 Statistiques dans notre galaxie	11
I.1.2.2 Processus de formation	12
I.2 La détection directe	15
I.2.1 Ses atouts	15
I.2.1.1 Méthode directe ou indirecte ?	15
I.2.1.2 Choix de la longueur d'onde d'observation	16
I.2.1.3 Les critères de qualité d'une image astronomique	17
I.2.2 Réduire le bruit de photons : la coronagraphie	18
I.2.2.1 L'ancêtre : le coronographe de Lyot	19
I.2.2.1.1 Le principe	19
I.2.2.1.2 Premières applications stellaires	21
I.2.2.1.3 Les limitations du coronographe de Lyot	21

I.2.2.2	Les différents types de coronographes	21
I.2.2.2.1	Les coronographes d’amplitude	21
I.2.2.2.2	Les coronographes de phase	22
I.2.2.2.3	Les coronographes interférométriques	24
I.2.2.3	Critères d’évaluation des performances	25
I.2.2.4	Performances atteintes sur le ciel	27
I.2.2.4.1	Les binaires	27
I.2.2.4.2	Les disques circumstellaires	28
I.2.2.4.3	Les objets extragalactiques	29
I.2.3	Réduire le bruit de speckles	29
I.2.3.1	L’interférométrie speckles	31
I.2.3.2	L’optique adaptative	32
I.2.3.3	Méthode des speckles noirs	32
I.2.3.4	L’imagerie différentielle	33
I.2.3.4.1	Soustraction d’une étoile de référence	33
I.2.3.4.2	L’imagerie différentielle simultanée	33
I.2.3.5	La technique du “dark hole”	34
II	Les coronographes de MIRI	37
II.1	Présentation du James Webb Space Telescope	39
II.1.1	Le JWST	39
II.1.2	L’imageur de MIRI : MIRIM	41
II.1.2.1	L’instrument MIRI	41
II.1.2.2	MIRIM	42
II.1.2.2.1	Organisation	42
II.1.2.2.2	Description	42
II.1.2.3	Les objectifs scientifiques	44
II.1.2.4	L’état d’avancement	45
II.2	Détection coronographique d’exoplanètes	47
II.2.1	Description des simulations coronographiques	49
II.2.1.1	Les performances théoriques et les limitations intrinsèques du coronographe de phase à quatre quadrants	49
II.2.1.2	Principe de la simulation coronographique	51
II.2.1.3	Étude du rapport signal-à-bruit	54
II.2.2	Détection d’exoplanètes par coronographie	55
II.2.2.1	Méthodologie	55
II.2.2.2	Catalogue d’étoiles	56
II.2.2.3	Détermination des âges	57
II.2.2.3.1	Tables où l’âge est donné	57
II.2.2.3.2	Autres techniques utilisées	57

II.2.2.4	Résultats	58
II.2.2.4.1	Échantillon des étoiles proches	58
II.2.2.4.2	Statistique de détectabilité	58
II.2.2.5	Conclusion	61
II.3	Détecter des transits avec le JWST	67
II.3.1	Introduction	67
II.3.2	Les cibles	68
II.3.3	La simulation	69
II.3.4	Résultats	70
II.3.4.1	Les étoiles de type F2V	71
II.3.4.2	Les étoiles de type G2V	72
II.3.4.3	Les étoiles de type K2V	74
II.3.5	Conclusion	74
II.4	Centrage de la PSF sur un 4QPM	77
II.4.1	Problématique	77
II.4.2	Étude des limitations dues aux algorithmes	79
II.4.2.1	Hypothèses de simulation	79
II.4.2.2	Les algorithmes de centrage étudiés	80
II.4.2.3	Biais	83
II.4.2.3.1	Le centre de gravité classique	83
II.4.2.3.2	Le centre de gravité avec fenêtre flottante	85
II.4.2.3.3	Le centre de gravité pondéré	86
II.4.2.4	Erreurs statistiques liées à la détection	87
II.4.2.4.1	Le bruit de photons	88
II.4.2.4.2	Le bruit de lecture	89
II.4.2.4.3	Les défauts de <i>flat field</i>	90
II.4.2.4.4	Le bruit de photons du fond thermique	91
II.4.2.4.5	Bilan sur les différents bruits	91
II.4.3	Cas de MIRI	92
II.4.3.1	Étude d'étoiles de types M0V et G0V à 10 pc	92
II.4.4	Procédure de centrage	94
II.4.4.1	Carte d'étoiles de référence	95
II.4.4.2	Procédure itérative	95
II.4.4.3	Temps de pose pour atteindre une précision des algorithmes de 2 mas RMS par axe (ou 3 mas radial)	96
II.4.4.3.1	Cas des étoiles brillantes	96
II.4.4.3.2	Cas des étoiles faibles	96
II.4.5	Conclusion	97

II.5	Caractérisation des coronographes de MIRI	101
II.5.1	Les composants testés	102
II.5.2	Qualité de la transition	102
II.5.3	Les tests sur le banc visible	103
II.5.3.1	Description du banc	103
II.5.3.2	Mesure d'épaisseur	104
II.5.4	L'extinction sur le banc infrarouge	105
II.5.4.1	Description du banc	105
II.5.4.2	Mesure de l'extinction	105
II.5.4.3	Sélection du matériau du masque coronographique	105
II.5.5	Conclusion	107
II.6	Conclusion et perspectives	111
III	Le futur : les ELTs suffisants pour "voir" des Terres ?	113
	Introduction	115
III.1	Présentation	117
III.1.1	Les projets en concurrence	117
III.1.1.1	Le "Giant Magellan Telescope" (GMT)	117
III.1.1.2	Le "Thirty Meter Telescope" (TMT)	117
III.1.1.3	Le "European Extremely Large Telescope" (E-ELT)	119
III.1.2	Le potentiel des ELTs dans la détection d'exoplanètes	120
III.2	Un élément essentiel : l'optique adaptative	123
III.2.1	Les limitations	124
III.2.1.1	Erreurs de <i>fitting</i>	125
III.2.1.2	Erreurs d'anisoplanétisme	125
III.2.1.3	Erreur temporelle	126
III.2.1.4	Bruit de l'analyseur	127
III.2.1.4.1	Pour un Shack Hartmann	127
III.2.1.4.2	Pour une pyramide	128
III.2.1.5	Aliasing	129
III.2.2	Application aux ELTs	130
III.2.2.1	Conditions choisies pour l'ELT	131
III.2.2.2	Performances et seeing	131
III.2.2.3	Performances et diamètre du télescope	131
III.2.2.4	Performances et temps d'intégration	132
III.2.2.5	DSPs choisies pour l'ELT	133

III.3 Coronographie et imagerie différentielle	137
III.3.1 Image coronographique	137
III.3.1.1 Expression analytique	137
III.3.1.2 Simulations	139
III.3.1.2.1 Hypothèses	139
III.3.1.2.2 Résultats	140
III.3.2 Gain apporté par l'imagerie différentielle	142
III.3.2.1 Expression analytique	142
III.3.2.2 Simulations	143
III.3.2.2.1 Image courte pose	144
III.3.2.2.2 Convergence temporelle	145
III.3.2.2.3 Influence des amplitudes des aberrations statiques	146
III.3.2.2.4 Influence de la forme de la DSP	148
III.3.2.2.5 Limitations induites par le bruit de photons	149
III.3.2.2.6 Comparaison avec un télescope de 100 m	150
III.3.2.2.7 Comparaison avec des études précédentes	151
III.3.2.2.8 Conclusion	152
III.4 Application à des cas plus réalistes	155
III.4.1 Coronographe réel sans obstruction	155
III.4.1.1 Coronographe et DSP	155
III.4.1.2 Coronographe et imagerie différentielle	155
III.4.2 Effet de l'obstruction centrale	157
III.4.2.1 Cas du 4QPM	157
III.4.2.2 Cas de coronographe de Lyot	159
III.4.2.3 Cas hybride du 4QPM + Lyot	160
III.4.2.4 Cas du coronographe de Lyot apodisé	160
III.4.2.5 Quel coronographe choisir ?	161
III.5 Et au Dôme C ?	165
III.5.1 Comparaison des DSPs	165
III.5.2 Bruit de speckles	166
III.5.3 Le bruit de photons	167
III.5.4 Conclusion	168
III.6 Des modèles plus complets...	171
III.6.1 Système différentiel à deux longueurs d'onde	171
III.6.1.1 Intensité résiduelle courte pose	171
III.6.1.1.1 Expression de l'intensité coronographique	171
III.6.1.1.2 Expression de l'intensité résiduelle	173
III.6.2 Influence des défauts d'amplitude	173
III.6.2.1 Niveau des défauts d'amplitude	173
III.6.2.1.1 La scintillation	173

III.6.2.1.2 Les défauts statiques d'amplitude	175
III.6.2.2 Intensité coronographique	176
III.6.2.3 Résidu après soustraction pour une courte pose	176
III.6.2.4 Résidu après soustraction pour une pose infinie	177
III.7 Conclusion	179
Conclusion	181
A Liste des publications	185
B Article A&A 447 p. 397-403, Cavarroc C. <i>et al.</i>	187
C Article PASP 118 p. 765-773, Baudoz P. <i>et al.</i>	195
D Article A&A 474 p. 671-678, Martinez P. <i>et al.</i>	205
Bibliographie	215

Résumé

Depuis 1995 et la découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale, de nombreux projets ayant pour objectif la détection de planètes extrasolaires ont été développés. À ce jour, la majorité des planètes ont été découvertes par des méthodes indirectes. En effet, la détection directe est rendue très difficile par le très grand contraste entre l'étoile et la planète ainsi que par la très haute résolution angulaire requise. Une solution à cette problématique est la coronagraphie. De façon générale, un coronographe est un instrument dont l'objectif est d'atténuer le flux de l'étoile en diminuant la diffraction instrumentale. J'ai étudié ce système pour deux instruments, en l'abordant avec deux angles de vue très différents et complémentaires. J'ai tout d'abord étudié le système coronographique de phase à quatre quadrants de l'instrument MIRI ("Mid-InfraRed Instrument") sur le télescope JWST ("James Webb Space Telescope"), instrument dont l'un des objectifs principaux est la détection d'exoplanètes de type Jupiter. J'ai, dans un premier temps, participé au travail de recette des coronographes puis je me suis focalisée sur des simulations numériques. J'ai, dans ce cadre, établi la statistique de détection d'exoplanètes pour un échantillon d'étoiles proches. J'ai ensuite évalué les limitations du pointage en mode coronographique puis les spécifications des algorithmes de bord ainsi que les procédures de centrage. Une autre méthode est utilisable pour détecter des exoplanètes sur le JWST : la méthode des transits. Je l'ai étudiée dans le cas particulier d'une Terre primitive, en considérant deux des instruments du JWST. Dans un deuxième volet, je me suis intéressée aux possibilités de détection directe d'exoplanètes telluriques sur les ELTs ("Extremely Large Telescopes") en utilisant un système coronographique. Le rapport de flux entre la planète et l'étoile est, dans ce cas de 2.10^{-10} en proche infrarouge. J'ai étudié, à partir d'une modélisation analytique et numérique détaillée, l'imagerie différentielle simultanée en aval du coronographe ; j'ai quantifié l'impact des aberrations statiques et montré que les contraintes imposées sur la qualité des optiques étaient très fortes. Une autre contrainte très forte sur la détection d'exoplanètes est le bruit de photons qui est imposé par le niveau de l'image directe et donc par les résidus liés aux imperfections du front d'onde issu de l'optique adaptative ; j'ai donc étudié l'intérêt d'installer un ELT au dôme C où la turbulence est moins importante et donc la correction meilleure. J'ai enfin estimé les limitations supplémentaires apportées par l'utilisation de coronographes réels (donc imparfaits) et par des systèmes de calibration spectrale.

Abstract

Since the first discovery of an exoplanet in 1995 around a main sequence star, many projects have been deployed with the goal to detect extrasolar planets. At this time, most planets have been discovered by indirect means. Indeed, direct detection is made very difficult because both a very high contrast between the star and the planet and a very high angular resolution are needed. A solution to this problem is coronagraphy. A coronagraph is an instrument designed to attenuate the flux of the star by reducing the instrumental diffraction. I have studied this system for two different instruments, with two very different approaches. I have first studied the four quadrant phase mask coronagraph of MIRI (“Mid-InfraRed Instrument”), an instrument of the JWST (“James Webb Space Telescope”). The main objective of this instrument is to detect Jupiter-like planets. I have contributed to the control test of coronagraphic components. Then I focused on coronagraphic simulations. In this context, I have established the statistical properties of exoplanet detectability around the nearest stars. Then I have estimated the pointing limitations in coronagraphic mode. Besides, I have specified the on-board algorithms and the pointing procedures. Another method which can be used to detect exoplanets on the JWST is the transit method. I have studied it in the peculiar case of a primordial Earth considering two instruments of the JWST. In a second time, I focused on the direct detection of Earth-like planets with a coronagraphic device on the ELTs (“Extremely Large Telescope”). The flux contrast between the star and the planet is 2.10^{-10} in the near infrared. I have studied from an analytical and numerical point of view the interest of a simultaneous differential imaging after the coronagraph. I have quantified the impact of static aberrations and the requirement on optical quality. Another constraint is set by the photon noise. The level of this photon noise is imposed by the adaptive optics ; consequently, I have studied an ELT at the dome C where the turbulence is less important and thus, where the correction is larger. At last, I have underlined the additionnal limitations brought by real coronagraphs and by a simultaneous spectral calibration.

Liste des acronymes

2MASS	“Two Micron All Sky Survey”
4QPM	“four quadrant phase mask coronagraph”, en français coronographe de phase à quatre quadrants
AGN	“Active Galaxy Nucleus”, noyau actif de galaxie
AGPM	“Annular Groove Phase Mask”
APLC	“Apodised Lyot Coronagraph”, apodiseur
CCDM	“Catalog of Components of Double and Multiple stars”
CdG	Centre de gravité
CdGP	Centre de gravité pondéré
CEA	Commissariat à l’Énergie Atomique
CFHT	“Canada-France-Hawaii Telescope”
CIA	Coronographe Interférentiel Achromatique
CNES	“Centre National d’Etudes Spatiales” (France)
CONICA	“COude Near-Infrared CAmera”
CoRoT	“Convection Rotation and Planetary Transits”
CSA	“Canadian Space Agency” (Canada)
CSL	“Centre Spatial de Liège” (Belgique)
DSP	Densité Spectrale de Puissance
E-ELT	“European Extremely Large Telescope”
ELT	“Extremely Large Telescope”
EPICS	“Exo-Planets Imaging Camera and Spectrograph”
ESA	“European Southern Agency”
ESO	“European Southern Observatory”
EUV	“Extreme UltraViolet”
FCdG	pour centre de gravité à fenêtre flottante
FFT	“Fast Fourier Transformée”, transformée de Fourier numérique
FGS	“Fine Guidance Sensor”

FWHM	“Full Width at Half Maximum”, largeur à mi-hauteur
GMT	“Giant Magellan Telescope”
GPI	“Gemini Planet Imager”
HARPS	“High Accuracy Radial velocity Planet Searcher”
HCIT	“High Contrast Imaging Testbed”, banc haute dynamique du JPL
HiCIAO	“High-Contrast Coronagraphic Imager for Adaptive Optics”, instrument à l’étude pour le télescope S _U baru
IAS	“Institut d’Astrophysique Spatiale” (France)
IRAS	“Infrared Astronomical Satellite”
IRDIS	“Infra-Red Dual-beam Imaging and Spectroscopy”, une des composantes de SPHERE
ISIM	“Integrated Science Instrument Modul”
ISO	“Infrared Space Observatory”, télescope spatial infrarouge
JPL	“Jet Propulsion Laboratory” (États-Unis)
JWST	“James Webb Space Telescope”
LAM	Laboratoire d’Astrophysique de Marseille (France)
LBT	“Large Binocular Telescope”
LESIA	Laboratoire d’Études Spatiales et Instrumentation en Astrophysique (France)
M_J	masse de Jupiter
MIRI	“Mid-InfraRed Instrument”
MIRIM	“Mid-InfraRed IMager”
MPIA	“Max-Planck-Institut für Astronomie” (Allemagne)
NIRCam	“Near-InfraRed Camera”, caméra proche infra-rouge du JWST
NIRSpec	“Near Infrared Spectrograph”
NAOS	“Nasmyth Adaptive Optics System”
NACO	abréviation de NAOS-CONICA
NASA	“National Aeronautics and Space Administration” (États-Unis)
OA	Optique Adaptative
OHP	Observatoire de Haute-Provence (France)
ONERA	Office National d’Etudes et de Recherches Aérospatiales (France)
OWL	“OverWhelmingly Large Telescope
PAH	“Polycyclic Aromatic Hydrocarbon”
P.I.	“Principal Investigator”
PIAAC	“Phase-Induced Amplitude Coronagraph”

PKC	“Phase-Knife Coronagraph”
PSF	“Point Spread Function”
RAL	“Rutherford Appleton Laboratory” (Grande-Bretagne)
RIE	“Reactive Ion Etching”
RMS	“Root Mean Square”, valeur efficace
RON	“Read-out Noise”, bruit de lecture
SDI	“Simultaneous Differential Imaging”, instrument du VLT
SEE-COAST	“Super-Earth Explorer-Coronagraphic Off Axis Space Telescope”
SPHERE	“Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research”
Spitzer	télescope spatial infrarouge de la NASA
SR	“Strehl Ratio”, rapport de Strehl
STScI	“Space Telescope Science Institute” (États-Unis)
TF	Transformée de Fourier
TMT	“Thirty Meter Telescope”
TPF	“Terrestrial Planet Finder”
TPF-C	“Terrestrial Planet Finder Coronagraph”
UA	Unité Astronomique ($1.495978 \cdot 10^{11}$ m)
VLT	“Very Large Telescope”
ZAMS	“Zero-Age Main Sequence”
ZIMPOL	“Zurich Imaging Polarimeter”, une des composantes de SPHERE

Introduction

Depuis la découverte, en 1995, de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale, près de 250 exoplanètes ont été détectées, la plupart par des méthodes indirectes. La communauté scientifique est à pied d'œuvre et de nombreux projets sont à l'étude pour détecter et caractériser ces exoplanètes de façon plus complète par des observations directes. Cette détection se heurte à deux difficultés majeures :

- le contraste entre la planète et l'étoile est très grand (de l'ordre du milliard pour une planète de type Jupiter autour d'une étoile de type solaire en visible),
- la séparation angulaire entre la planète et son étoile hôte est très faible (moins de 1") donc dans le halo stellaire.

La première solution fut apportée par le coronographe de Lyot dans le cas de l'observation de la couronne solaire. Dans le cas stellaire, la première approche a consisté à utiliser ce coronographe, mais ses performances sont limitées car sa taille ne lui permet pas d'explorer l'environnement immédiat de l'étoile et l'atténuation du flux stellaire reste limitée. Suite à ce premier instrument, de nombreux autres concepts coronographiques ont été développés à partir de 1995 pour s'approcher plus près de l'étoile.

Les objectifs de ma thèse étaient d'étudier les capacités de détection et de caractérisation d'exoplanètes en utilisant un coronographe dans le cadre des instruments MIRI ("Mid InfraRed Instrument") sur le JWST ("James Webb Space Telescope") et des ELT ("Extremely Large Telescope").

Dans une première partie de ce manuscrit, je décris les différents visages de la recherche d'exoplanètes. J'y présente tout d'abord les méthodes indirectes, ce qu'elles nous ont appris sur les exoplanètes et comment elles ont fait évoluer les modèles existants. Un deuxième chapitre compare les méthodes de détection directe aux méthodes indirectes puis se focalise sur les différents types de coronographes et les résultats déjà obtenus. J'insiste plus particulièrement sur les différentes méthodes permettant de réduire le bruit de tavelures, le principal bruit limitant la détection d'exoplanètes derrière un coronographe.

La seconde partie s'intéresse aux capacités de détection d'exoplanètes avec l'instrument MIRI du JWST. En effet, le LESIA est responsable de la conception et du développement du système coronographique. Le coronographe utilisé est le coronographe de phase à quatre quadrants qui a été conçu par Rouan *et al.* [2000]. Un des objectifs principaux de l'instrument dans son mode coronographique est la caractérisation d'exoplanètes de type Jupiter. Le chapitre II.1 présente ainsi brièvement le télescope et l'instrument. Dans la partie II.2,

je présente les simulations que j’ai réalisées et qui m’ont permis d’évaluer les capacités statistiques de MIRI dans la détection d’exoplanètes autour des étoiles proches. Le chapitre II.3 présente une autre méthode pour détecter des exoplanètes sur le JWST : la méthode des transits dont j’ai estimé les performances sur les instruments MIRI et NIRCAM. J’ai ensuite étudié et défini les méthodes de centrage des sources derrière les coronographes (chapitre II.4), un aspect très important pour avoir une bonne soustraction des speckles résiduels : j’ai sélectionné les algorithmes adaptés au positionnement derrière un masque coronographique, puis j’ai établi les procédures de centrage correspondantes. Enfin, la dernière partie de mon travail sur MIRI a consisté à tester les masques réalisés sur les bancs du LESIA (chapitre II.5).

La dernière partie nous projette encore plus loin dans le temps : j’y étudie l’intérêt des très grands télescopes de demain (ou ELT pour “Extremely Large Telescopes”) dans la détection d’exoplanètes et plus particulièrement d’exoplanètes telluriques. Le premier chapitre présente les différents projets à travers le monde puis j’étudie dans le chapitre III.2 le premier étage de la correction du bruit de speckles, indispensable depuis le sol, l’optique adaptative.

Le chapitre III.3 discute des performances qui peuvent être atteintes en associant coronographie et imagerie différentielle. Cette étude a été menée de façon analytique et les résultats ont aussi été vérifiés par des simulations numériques, en considérant un coronographe et un système de calibration parfaits. Dans le chapitre III.4, je montre les limitations supplémentaires apportées par l’utilisation de coronographes réels.

Une des limitations étant due au bruit de photons, le chapitre III.5 évalue l’intérêt d’observations depuis le site antarctique du dôme C, dans ce contexte.

Enfin, j’ai affiné l’étude des limitations instrumentales dans le chapitre III.6 en prenant en compte un système de calibration spectrale simultanée puis en introduisant les défauts d’amplitude.

Première partie

À la recherche d'exoplanètes...

Prologue

La manière la plus intuitive pour rechercher des exoplanètes est de les observer directement. Cependant, deux difficultés majeures empêchent sa mise en œuvre pour le moment.

La première difficulté à surmonter est la faible distance angulaire entre l'étoile et la planète considérée : si l'on regardait le système solaire d'une distance de 10 pc, Jupiter serait à 0.5" du Soleil et la Terre seulement à 0.1". Or 0.5" correspond au meilleur "seeing"¹ d'un très bon site astronomique. Grâce à l'optique adaptative, qui permet de compenser les perturbations du front d'onde créées lors de la traversée de l'atmosphère ou aux télescopes spatiaux, la limite de diffraction descend à moins de 0.1" mais une seconde difficulté subsiste néanmoins.

La figure I.0.1 représente le contraste entre le Soleil et deux planètes "modèles" du système solaire : la Terre et Jupiter. Ces deux planètes sont choisies car elles représentent deux types de planètes extrêmes : les planètes rocheuses et les géantes gazeuses. Dans le visible, le contraste est de $2 \cdot 10^{-10}$ entre la Terre et le Soleil et de 10^{-9} entre Jupiter et le Soleil. Moins important dans l'infrarouge thermique, il n'est plus "que" de $5 \cdot 10^{-7}$ à 20 microns pour la Terre et de $5 \cdot 10^{-6}$ pour Jupiter.

Au vu des performances instrumentales requises pour atteindre ces contrastes très élevés, même dans l'infrarouge moyen, l'imagerie directe est, dans un premier temps, écartée car elle est aujourd'hui hors de portée des télescopes même les plus puissants.

Nous allons donc présenter dans la partie I.1 quelles méthodes alternatives, dites indirectes, ont été développées. Les découvertes faites alors ont ainsi permis de détecter nombre de planètes dont les caractéristiques inattendues ont entraîné une remise en cause profonde des modèles théoriques de formation jusqu'alors développés sur le seul système planétaire connu : le système solaire (partie I.1.2). Mais l'homme veut "voir" des planètes pour, notamment, obtenir des informations sur leurs compositions et les avancées technologiques lui font de nouveau caresser l'espoir que l'imagerie directe d'exoplanètes (partie I.2), quoiqu'ambitieuse, est possible, avec l'espoir ultime de détecter des biosignatures et donc la vie.

¹Le seeing correspond à la résolution angulaire que l'on peut espérer atteindre lorsque l'on forme l'image d'une source ponctuelle située à l'infini à travers l'atmosphère.

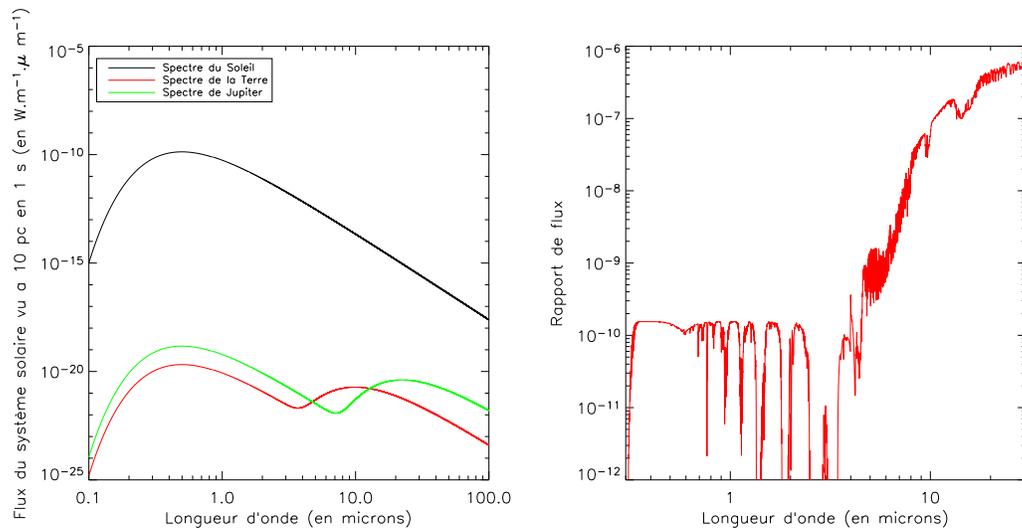


FIG. I.0.1 – Figure de gauche : spectres respectifs du Soleil (en noir), de la Terre (en rouge) et de Jupiter (en vert) dans le cas d'un système solaire vu à 10 pc. Les spectres sont ceux des corps noirs. À titre de comparaison, la figure de droite représente le contraste entre la Terre et le Soleil ainsi que les raies d'absorption de la Terre (données de Paillet *et al.* [2004]). On y voit, par exemple, l'absorption du CO_2 à 15 microns ou celle de l'eau autour de 1 micron.

Chapitre I.1

Les méthodes de détections indirectes : quelles sont-elles ? Que nous ont-elles appris ?

I.1.1 Les méthodes existantes

Plusieurs techniques de détections indirectes existent. Elles peuvent être classées en deux catégories principales : celles qui utilisent la détection du mouvement réflexe de l'étoile et celles qui étudient ses variations photométriques.

Udry [2001] et Perryman [2000] ont décrit en détail l'ensemble de ces méthodes ; je n'en présente ici qu'un bref aperçu afin de pouvoir estimer leurs limitations, leurs champs d'application et la complémentarité avec les techniques directes. Cela permet aussi de mieux comprendre les données statistiques obtenues sur les planètes et notamment les biais potentiels.

I.1.1.1 Étude du mouvement réflexe de l'étoile

Si l'on considère un système constitué d'une étoile de masse M_* et d'une planète de masse M_P en orbite autour de l'étoile sur une orbite de demi-grand axe a , l'étoile est en orbite autour du centre de masse du système avec la même période P que la planète et avec un demi-grand axe $\frac{M_P}{M_*}a$ de l'ordre de grandeur du rayon de l'étoile. Trois techniques qui exploitent cette propriété existent.

La première, utilisée pour la première fois dans le cas de Procyon et Sirius [Bessel, 1844], est *l'astrométrie*. Elle consiste à étudier le déplacement de l'étoile projetée sur le plan du ciel. L'amplitude angulaire de ce déplacement vaut $\Delta\alpha = \frac{M_P}{M_*} \frac{a}{D}$ où D représente la distance du système observé. Cette méthode favorise la découverte de planètes massives éloignées de leur étoile-hôte. Elle est surtout utilisée en complément d'autres techniques pour étudier des planètes déjà détectées car elle a donné lieu à de fausses détections d'exoplanètes (dont la plus célèbre est l'étoile de Barnard [van de Kamp, 1963]). Le déplacement du Soleil sur le

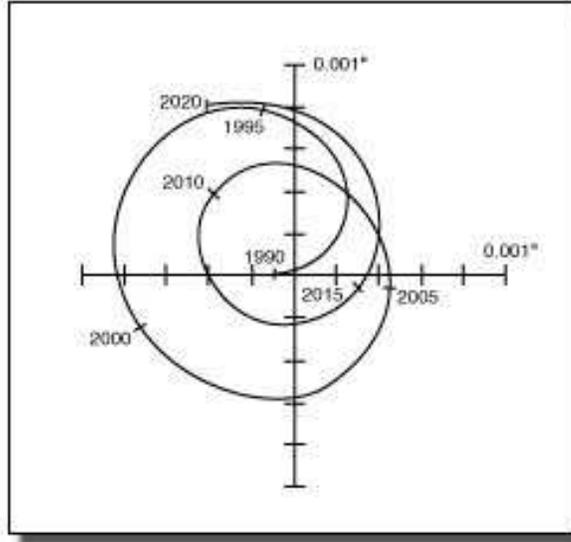


FIG. I.1.1 – Déplacement astrométrique du Soleil dû à Jupiter. L'échelle est de $200 \mu s$ par graduation par axe. La période du déplacement est de 30 ans.

ciel dû à Jupiter est représenté sur la figure I.1.1 : il ne représente que 0.8 mas pic à pic sur de très longues périodes. L'obtention de mesures astrométriques de très grande précision est l'un des objectifs de Gaïa [Castertano *et al.*, 1995] ainsi que de PRIMA sur le VLTI [Reffert *et al.*, 2005] notamment dans le cadre de la détection d'exoplanètes.

La deuxième technique, la plus utilisée, est la méthode des *vitesse radiales* : on étudie dans ce cas les fluctuations périodiques dans la vitesse radiale de l'étoile. Cette vitesse est modulée avec une période P et une amplitude V_R telle que :

$$V_R = (2\pi G)^{\frac{1}{3}} P^{-\frac{1}{3}} M_*^{-\frac{2}{3}} M_P \sin i (1 - e^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{I.1.1})$$

avec e l'excentricité de la planète et i l'inclinaison de l'orbite. Cette mesure est dégénérée (on ne dérive que $M_P \sin i$) et elle favorise les planètes massives à période courte. Elle permet cependant de mesurer l'excentricité. C'est grâce à cette technique qu'a été découverte en 1995 la première exoplanète, 51 Peg b, autour d'une étoile de la séquence principale [Mayor et Queloz, 1995] et c'est aussi la plus productive (la plupart des 246 planètes détectées à ce jour l'ont été grâce à cette méthode.). La mesure se fait par spectrographie visible sur un grand domaine spectral (entre 450 et 750 nm) et sur des étoiles comportant un grand nombre de raies. Des mesures très précises sont aujourd'hui rendues possibles par la très grande stabilité de l'instrument (isolation thermique, calibration par des raies de références Th :Ar ou iode, régulation thermique, brouilleur, ...). L'instrument HARPS, installé sur le télescope de 3.6 m à La Silla, permet d'atteindre des précisions sur la mesure de la vitesse radiale de 1 m.s^{-1} . Pour comparaison, dans le cas le plus favorable, l'influence de la Terre sur le Soleil serait de 0.15 m.s^{-1} . Un exemple de variation de la vitesse radiale

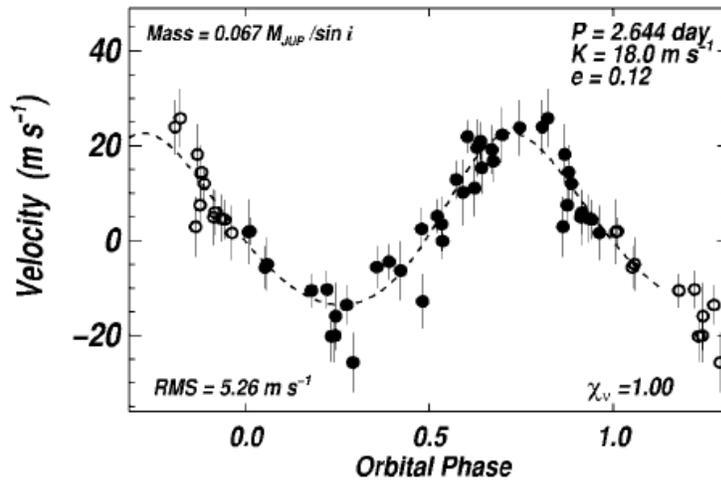


FIG. I.1.2 – Un exemple de détection faite au Keck par la méthode des vitesses radiales : il s’agit d’une planète de type Neptune autour d’une étoile de type M2.5V (GJ 436) située à environ 10 pc. La figure est extraite de Butler *et al.* [2004]. La variation de la demi-amplitude de la vitesse radiale est de $18.1 \pm 1.2 \text{ m.s}^{-1}$.

en fonction de la phase orbitale est donnée sur la figure I.1.2 dans le cas de l’étoile GJ 436 et de sa planète.

Enfin, il est possible de détecter des planètes autour de pulsars. Leur présence se traduit par des variations dans la période du rayonnement radio du pulsar, par ailleurs très stable. À ce jour, 4 planètes ont été découvertes autour de pulsars (c’est d’ailleurs la première découverte d’exoplanètes par Wolszczan et Frail [1992]).

I.1.1.2 Variations photométriques

Une autre technique, développée par Rosenblatt [1971], permet la détection d’exoplanètes. Elle consiste à étudier la baisse de luminosité de l’étoile lorsque sa planète passe devant elle (*transit primaire*). La profondeur d’un transit est de $\left(\frac{R_P}{R_*}\right)^2$ où R_P représente le rayon de la planète et R_* le rayon de l’étoile.

Le problème de cette méthode est que la probabilité qu’un transit soit visible est égale à $\frac{R_P}{a}$ soit 0.5 % pour un système Terre-Soleil. Cette technique favorise la détection :

- de grosses planètes pour lesquelles le transit est profond,
- de planètes proches de leur étoile pour lesquelles la période est courte (on observe ainsi plusieurs transits ce qui augmente le rapport signal-sur-bruit),
- autour d’étoiles froides (car leurs diamètres sont plus petits que ceux des étoiles chaudes),
- autour d’étoiles brillantes pour lesquelles le rapport signal-sur-bruit est meilleur.

Le projet le plus prometteur dans la détection de transit est CoRoT qui a été lancé fin

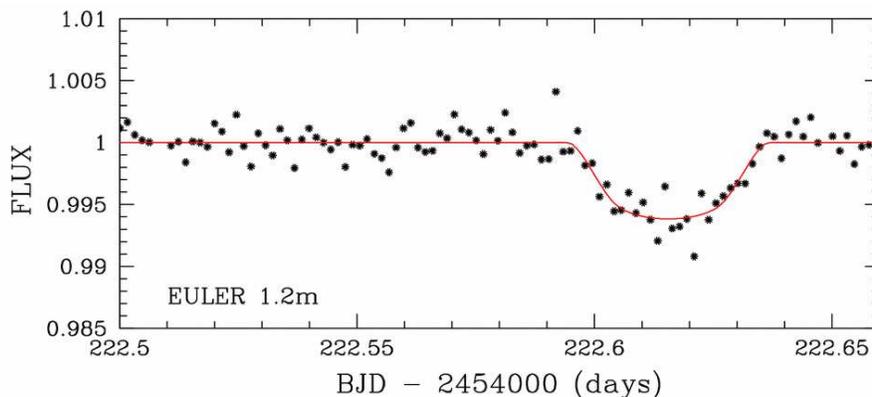


FIG. I.1.3 – Exemple de transit de GJ 436 (figure extraite de Gillon *et al.* [2007]). La variation de flux est de 0.6 %.

2006 et qui donne les premiers résultats (la première planète, Corot-Exo-1-b, de $1.3 M_J$ a été détectée autour d'une étoile de type solaire.). La figure I.1.3 représente le même système que la figure I.1.2 mais en transit et non plus en vitesses radiales.

Lorsque la planète passe derrière l'étoile, le transit est dit *secondaire*. On détecte alors la disparition des photons émis par la planète dans le domaine infrarouge. Un tel transit a été détecté par le satellite SPITZER [Deming *et al.*, 2005]; les photons observés étant ceux de la planète, on peut considérer que c'est une méthode directe.

Enfin, la dernière méthode indirecte utilise le phénomène des lentilles gravitationnelles : la lumière d'une étoile lointaine est déviée et amplifiée par une planète autour d'une étoile de champ sur la ligne de visée. Cette méthode a été utilisée avec succès au cours du programme OGLE pour détecter quatre exoplanètes dont la plus petite a une masse de $5.5 M_T$ [Beaulieu *et al.*, 2006] (La courbe de lumière est représentée sur la figure I.1.4). Ces phénomènes sont très rares ; il est donc nécessaire d'observer un très grand nombre d'étoiles pour espérer observer des planètes grâce à cette méthode ; c'est pourquoi les différents programmes en cours observent surtout le bulbe de notre galaxie où la concentration stellaire est très grande.

À ce jour, la plus petite exoplanète détectée autour d'une étoile [Udry *et al.*, 2007] l'a été par la méthode des vitesses radiales grâce à HARPS ; elle a une masse de 5 masses terrestres et est en orbite à 0.07 UA autour d'une étoile M3.

I.1.2 Les exoplanètes : ce qu'on en sait aujourd'hui

Toutes ces découvertes ont permis de mieux comprendre la formation des planètes et de contraindre les modèles qui, jusqu'alors, ne pouvait être appliqués qu'au système solaire. Les planètes découvertes ont d'ailleurs révélé des caractéristiques très différentes de celles du système solaire.

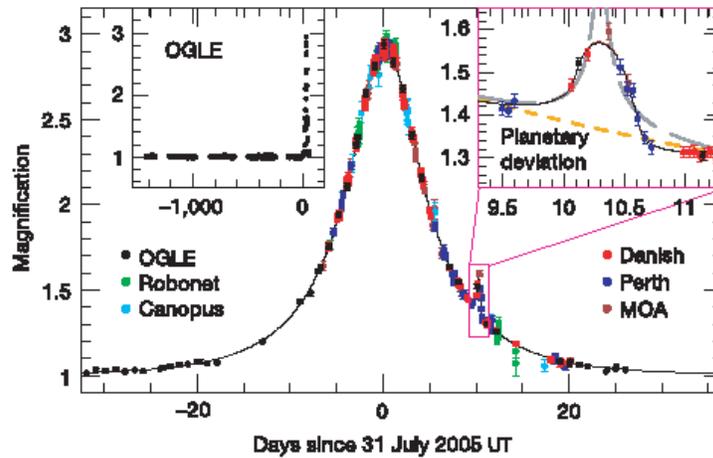


FIG. I.1.4 – Exemple de courbe de lumière dans le cas de la détection d’OGLE-2005-BLG-390Lb par lentille gravitationnelle (courbe extraite de Beaulieu *et al.* [2006]).

I.1.2.1 Statistiques dans notre galaxie

Dès la découverte de la première exoplanète 51 Peg b, la surprise est de taille : cette planète a une masse de $0.468 M_J$ et une période de 4,23 jours ce qui la situe très loin des modèles d’alors. Depuis, 56 exoplanètes ont été découvertes avec une période de moins de 10 jours (voir la figure I.1.5.a).

D’après Marcy *et al.* [2005], plus de 7 % des étoiles suivies par vitesse radiale hébergent des planètes. On voit aussi le biais des méthodes de détection, notamment sur la figure I.1.5.c, dans laquelle on a surtout des exoplanètes massives à courte période.

Plusieurs constatations peuvent être faites à partir des 249 exoplanètes détectées à ce jour :

- malgré le biais observationnel, la distribution masse-planète suit une loi en M^{-1} et près de 40 % des planètes détectées ont une masse inférieure à $1 M_J$. Le “désert des naines brunes” est confirmé pour les planètes de courte période (à moins de 4 UA de leur étoile). La statistique est représentée sur la figure I.1.5.d.
- les systèmes multiples sont communs (une vingtaine à ce jour) et les planètes sont souvent dans des orbites résonantes [Libert et Henrard, 2007].
- la fréquence des planètes croît avec la métallicité de l’étoile (présence d’éléments lourds dans l’étoile). Selon Santos *et al.* [2005], plus de 20 % des étoiles avec une métallicité deux fois supérieure à celle du Soleil abritent une planète ; pour une métallicité solaire, ce chiffre tombe à 3 %. La figure I.1.5.e représente le nombre d’exoplanètes en fonction de leur métallicité. La baisse du nombre de planètes au-delà d’une métallicité de 0.4 est à rapprocher du nombre d’étoiles en fonction de la métallicité décrit dans Boone *et al.* [2006] pour lequel la tendance est la même.
- la plupart des planètes au-delà de 0.1 UA ont une excentricité qui peut parfois être

importante [Butler *et al.*, 2006], ce qui n'est pas le cas du système solaire. En deçà de cette valeur, l'orbite est quasi-circulaire (voir la figure I.1.5.b).

Plusieurs catalogues en ligne recensent ces planètes. Le plus complet est l'encyclopédie des exoplanètes de Jean Schneider (<http://exoplanet.eu>) d'où j'ai tiré les données des figures I.1.5.

Toutes ces propriétés inattendues favorisent l'hypothèse que les planètes se sont formées par des mécanismes différents de ceux ayant entraîné la formation des étoiles de faible masse.

I.1.2.2 Processus de formation

Selon l'hypothèse la plus communément admise, les planètes terrestres se forment par accumulation de matériel solide condensé dans le disque planétaire.

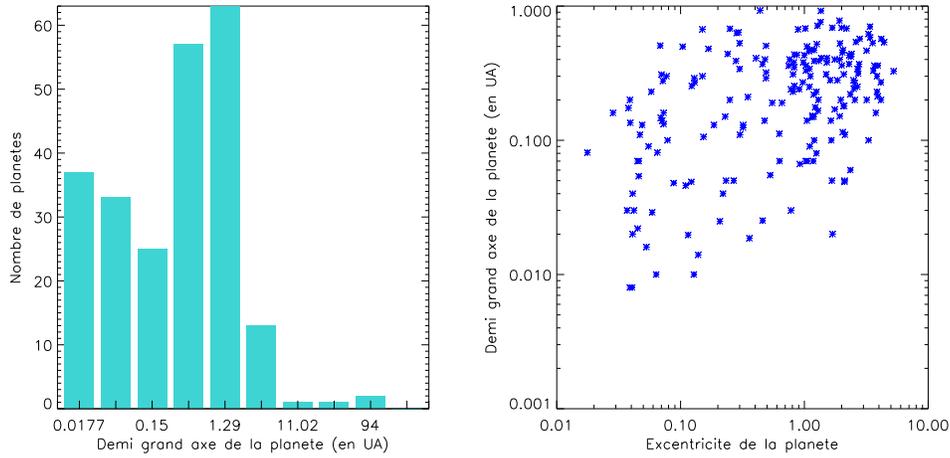
Quant aux exoplanètes géantes gazeuses, deux théories s'opposent. Dans la première, ces planètes sont le résultat de l'effondrement gravitationnel et de la fragmentation du disque protostellaire.

La seconde théorie est proposée en 1973 par Cameron ; elle propose un scénario en deux étapes : dans un premier temps, le coeur planétaire, solide, se forme de la même manière que pour les planètes telluriques. Lorsque ce coeur devient suffisamment massif, il capture une grande quantité de gaz en balayant le disque sur son orbite et constitue ainsi son atmosphère. Cette seconde théorie est la plus communément acceptée aujourd'hui. Cette première étape, qui nécessite la présence de glaces, ne peut se produire qu'au-delà de la "limite des glaces" qui, pour le système solaire, se situe à l'intérieur de l'orbite de Jupiter. En effet, la température des régions internes est trop élevée pour permettre la condensation de particules solides et trop peu de gaz est disponible pour former des planètes géantes.

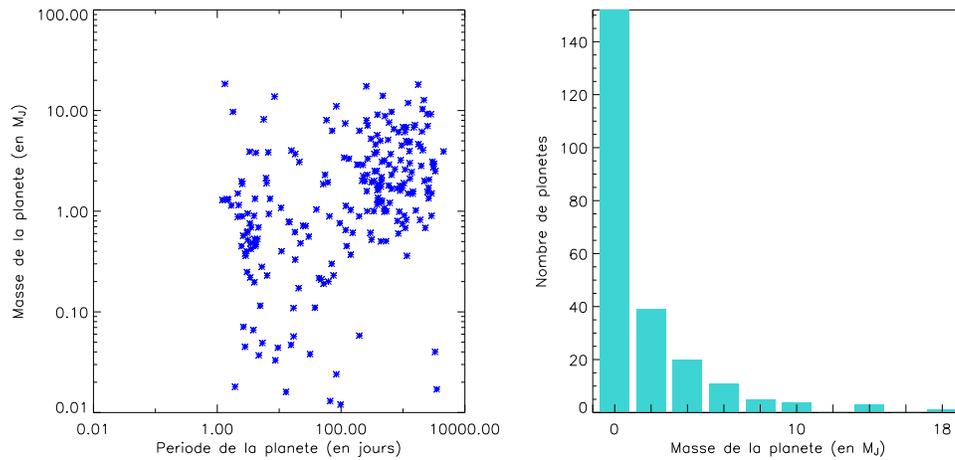
Or, parmi les exoplanètes géantes découvertes, nombre se situe à l'intérieur de cette "limite des glaces". Une explication plausible est que ces planètes se sont formées plus loin dans la nébuleuse et ont migré vers l'intérieur. Un mécanisme possible est basé sur l'interaction entre la planète et le gaz du disque. Il existe trois types de migrations liées à ce mécanisme :

- la migration de type I s'applique à des planètes de masses inférieures à 10 masses terrestres pour lesquelles la réponse du disque semble linéaire. Cette migration est rapide (de l'ordre du million d'années, à comparer à la durée de vie du disque protostellaire qui est de l'ordre de 20 millions d'années). La planète excite des ondes de densité aux résonances de Lindblad qui se propagent de part et d'autre de la planète.
- la migration de type II s'applique à des planètes suffisamment massives pour ouvrir un sillon. Ces planètes doivent être de masse supérieure à la masse de Jupiter.
- la migration de type III s'applique dans les cas intermédiaires dans des disques massifs.

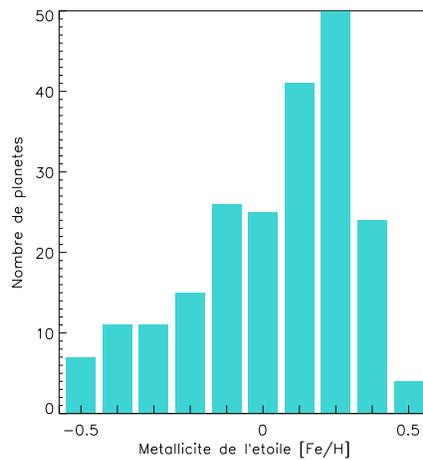
Des détails sur ces mécanismes peuvent être trouvés dans les cours de l'école de Goutelas faits par Terquem et Halbwachs [2006a,b].



(a) Nombre d'exoplanètes en fonction du demi-grand axe (échelle logarithmique) (b) Demi-grand axe de l'orbite planétaire en fonction de son excentricité



(c) Masse de la planète en fonction de sa période (en jours) (d) Nombre de planètes en fonction de leurs masses



(e) Nombres de planètes en fonction de la métallicité de l'étoile hôte

FIG. I.1.5 – Statistiques sur les exoplanètes connues à ce jour (01/08/2007). Les données sont extraites de l'encyclopédie des exoplanètes.

Chapitre I.2

La détection directe

I.2.1 Ses atouts

L'imagerie directe des exoplanètes n'en est qu'à ses balbutiements ; ce n'est que récemment qu'elle a permis de voir les premières exoplanètes [Chauvin *et al.*, 2005b,a; Neuhäuser *et al.*, 2005] dans les cas très favorables de systèmes jeunes donc pour lesquels le compagnon est très lumineux (car très chaud) et le corps principal très peu lumineux : par exemple 2M1207 est une naine brune située à 10 pc du Soleil, la distance angulaire avec sa planète est de 770 mas (55 UA) et le contraste planète-naine brune n'est que de 5 magnitudes. Ce dernier cas pose de nouveaux problèmes de formation planétaire (en effet, il est très improbable que le système se soit formé à partir d'un disque ; la planète géante se serait formé selon l'un des mécanismes expliquant la formation des naines brunes).

I.2.1.1 Méthode directe ou indirecte ?

Les objets étudiés par les méthodes des vitesses radiales sont très proches de leur étoile ; ainsi les techniques de détection directe n'entrent pas en concurrence avec ces méthodes indirectes mais sont au contraire complémentaires car elles sont plus favorables dans la détection d'exoplanètes loin de leur étoile. Chauvin *et al.* [2006] insiste sur le fait que les méthodes indirectes nous ont fourni peu d'informations sur les planètes gazeuses légères ($< 0.75 M_J$) à longues périodes (> 100 jours), et que l'imagerie pourrait combler ce manque.

En outre, les paramètres observables ne sont pas les mêmes (voir le tableau I.2.1).

Si la méthode des transits fournit le rayon de la planète, de façon générale, les méthodes de détection indirecte ne fournissent pas ou peu d'informations sur les caractéristiques physiques de la planète, comme la composition de son atmosphère, ses propriétés de surface contrairement aux méthodes de détection directe.

L'imagerie directe permet de mesurer directement le flux de la planète et donc de déterminer ses caractéristiques, notamment son diamètre, son albédo et sa température de surface. Elle permet aussi de réaliser des mesures spectroscopiques ce qui permet d'estimer la composition chimique de la planète.

Méthode considérée	Observables	Paramètres accessibles
Astrométrie	$\Delta\alpha, P, i$	M, a, i
Vitesses radiales	$\Delta V_R, P$	$M \sin i, a$
Transit	$\frac{R_P}{R_*}, T_{transit}, P$	R_P, a, i
Imagerie directe	$\frac{a}{D}, \Delta m, P$	AR_P^2, a, i

TAB. I.2.1 – Observables en fonction de la méthode de détection utilisée. $\Delta\alpha$ représente le déplacement angulaire mesure par astrométrie, P la période de la planète, i l’inclinaison de l’orbite, M la masse de la planète, a l’orbite, ΔV_R la variation de vitesse radiale, R_P le rayon de la planète et R_* le rayon de l’étoile, $T_{transit}$ la durée du transit, D la distance du système planétaire à l’observateur, A l’albédo de la planète et Δm la différence de flux entre la planète et l’étoile.

I.2.1.2 Choix de la longueur d’onde d’observation

Le flux planétaire se décompose en flux stellaire réfléchi par la planète (qui va du visible au proche infrarouge) et en émission thermique en infrarouge moyen. Le flux réfléchi et le flux thermique dépendent tous les deux de la taille de la planète, de la distance de cette planète par rapport à l’observateur, de la phase de la planète. Ils dépendent aussi de la composition de l’atmosphère et de la longueur d’onde.

Dans quelle longueur d’onde les observations sont les plus intéressantes (ou les plus simples) ?

Dans le visible, la résolution est plus adaptée à la recherche d’exoplanètes : sur un télescope de 8 m, une planète à 0.1" est à près de $5 \lambda/D$ en visible alors qu’à $10 \mu\text{m}$ elle n’est plus qu’à $0.4 \lambda/D$, donc à l’intérieur du premier anneau d’Airy. En outre, les détecteurs sont plus performants dans le visible qu’en infrarouge.

Cependant, en proche infrarouge, l’optique adaptative est plus performante et les défauts de phase sont moindres (car évoluant en $1/\lambda$), ce qui permet de relaxer les contraintes des optiques (ou, dans le cas contraire, de les rendre non limitantes).

En infrarouge thermique, même si le fond thermique est plus important, le contraste entre la planète et son étoile est plus favorable qu’en visible (par exemple il n’est que de 10^6 contre environ 10^9 pour une exoplanète de type Jupiter) et les bandes spectrales sont plus larges, nécessitant par conséquent une résolution spectrale moindre.

Néanmoins, comme nous l’avons vu, le contraste entre l’étoile et sa planète, ainsi que la faible distance angulaire entre les deux, limitent très fortement les possibilités de détection directe. Il faut donc trouver le moyen d’outrepasser ces deux limites : augmenter la résolution angulaire de l’instrument et/ou “réduire” le contraste entre étoile et planète.

Il existe un certain nombre de sources de bruit qui limitent aussi la détection directe :

- le bruit de photons de l’étoile
- le bruit de tavelures dû à la turbulence atmosphérique et aux aberrations optiques.

En anglais, le terme “tavelure” se traduit par “speckle”. C’est ce terme qui est le plus

couramment utilisé en astronomie. J'utiliserai donc indifféremment l'un ou l'autre.

Ce sont ces deux bruits que l'on va chercher à réduire afin d'améliorer la détection d'exoplanètes. Je présenterai dans la partie I.2.2 les méthodes utilisées pour réduire le bruit de photons et dans la partie I.2.3 les méthodes permettant de diminuer le bruit de speckles.

I.2.1.3 Les critères de qualité d'une image astronomique

L'image d'une étoile non résolue par un télescope donnera une tache d'Airy définie par

$$I(\theta) \propto \left| \frac{2J_1(\theta)}{\theta} \right|^2 \quad (\text{I.2.1})$$

dans le cas commun d'une ouverture circulaire. J_1 représente la fonction de Bessel d'ordre 1 et θ la distance angulaire.

Il existe plusieurs critères de qualité de l'image. L'un, couramment utilisé en astronomie, est la largeur à mi-hauteur de l'image d'un point source (pour la tache d'Airy la largeur à mi-hauteur vaut λ/D avec D le diamètre du télescope et λ la longueur d'onde). En optique adaptative, le critère utilisé pour définir la qualité de l'image est le rapport de Strehl : cette quantité correspond au rapport d'intensité maximale de l'image corrigée sur l'intensité maximale de l'image parfaite. Cette quantité a aussi le bon goût de dépendre, en première approximation, du niveau des aberrations résiduelles.

$$SR \simeq e^{-\sigma^2(\phi)} \quad (\text{I.2.2})$$

avec σ^2 la variance de la phase ϕ des aberrations en radians.

Un des inconvénients majeurs de ce critère est qu'il ne prend pas en compte la répartition fréquentielle des aberrations (toutes les aberrations ont le même poids, que ce soit des aberrations de bas ordre comme la coma ou d'ordres plus hauts comme les résidus de polissage).

Une représentation des aberrations qui permet de prendre à la fois en compte leur niveau et leur répartition spectrale est la DSP. Elle s'exprime par :

$$DSP(f) = |TF(\Pi\delta)|^2 \quad (\text{I.2.3})$$

où δ représente le front d'onde aberrant (en nm) et f la fréquence spatiale. On a $\phi = 2\pi\delta/\lambda$ avec λ la longueur d'onde (en nm). TF représente la transformée de Fourier et Π la pupille sur laquelle s'applique les aberrations. On peut relier la variance des aberrations à la DSP par :

$$\sigma_\phi^2 = \int DSP(f) df \quad (\text{I.2.4})$$

Ainsi, les aberrations représentées sur la figure I.2.1 ont la même amplitude et engendrent donc des images avec un rapport de Strehl identique mais ont des DSPs différentes.

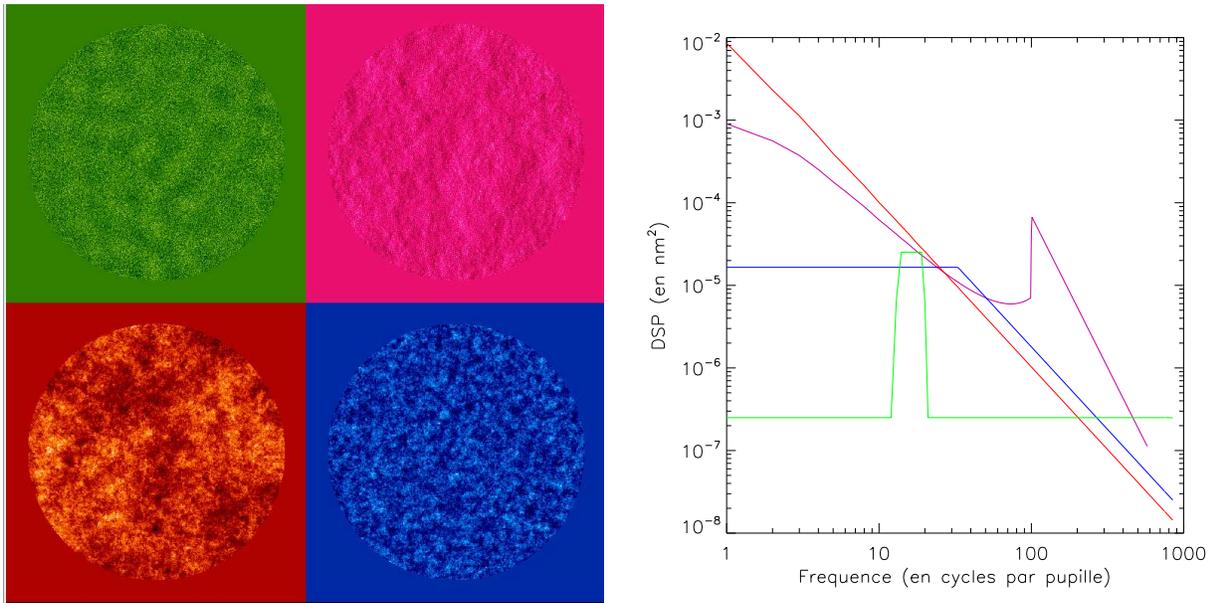


FIG. I.2.1 – Différentes densités spectrales de puissance correspondant toutes à une image ayant le même rapport de Strehl. La figure de gauche représente les différents écrans de phase considérés, la figure de droite les densités spectrales de puissance correspondantes. Les couleurs utilisées se correspondent sur les deux figures.

Le problème est que cette répartition en fréquence est critique car le coronographe, que je vais présenter dans la partie suivante, est beaucoup plus sensible aux basses fréquences (donc au tip-tilt, à la coma, à l’astigmatisme, ...) : on obtiendra donc, avec la DSP de type ‘créneau’, quoique hautement improbable, une atténuation coronographique nettement supérieure à celle obtenue avec une DSP en f^{-2} , typique des défauts optiques [Duparré *et al.*, 2002].

I.2.2 Réduire le bruit de photons : la coronographie

La première limitation est le contraste important entre les deux objets étudiés. Pour pouvoir augmenter le temps de pose et donc augmenter le rapport signal-sur-bruit de la planète, il faut essayer d’atténuer le plus possible le flux stellaire sans atténuer le flux planétaire. Une solution est la coronographie. C’est cette technique que j’ai été amenée à étudier dans le cadre de ma thèse.

C’est en 1939 que Bernard Lyot [Lyot, 1939] crée le premier coronographe afin d’étudier la couronne solaire en réduisant la diffusion venant du disque solaire.

Par extension, le vocable “coronographe” représente aujourd’hui toute technique dont l’objectif est la réduction du flux d’un objet central afin d’en étudier son environne-

ment proche. Cependant, les méthodes utilisées peuvent être différentes. Je présenterai les grandes familles de coronographes sans en citer tous les membres car il y en a pléthore.

I.2.2.1 L'ancêtre : le coronographe de Lyot

I.2.2.1.1 Le principe

Le coronographe le plus simple consiste en un masque localisé au foyer du télescope. Bernard Lyot a remarqué que l'atténuation était plus importante si le faisceau était diaphragmé dans un second plan pupille. En effet, l'ajout d'une pastille dite de Lyot dans le plan image crée un système d'anneaux brillants dans le plan pupille du coronographe, anneaux qu'il faut évacuer.

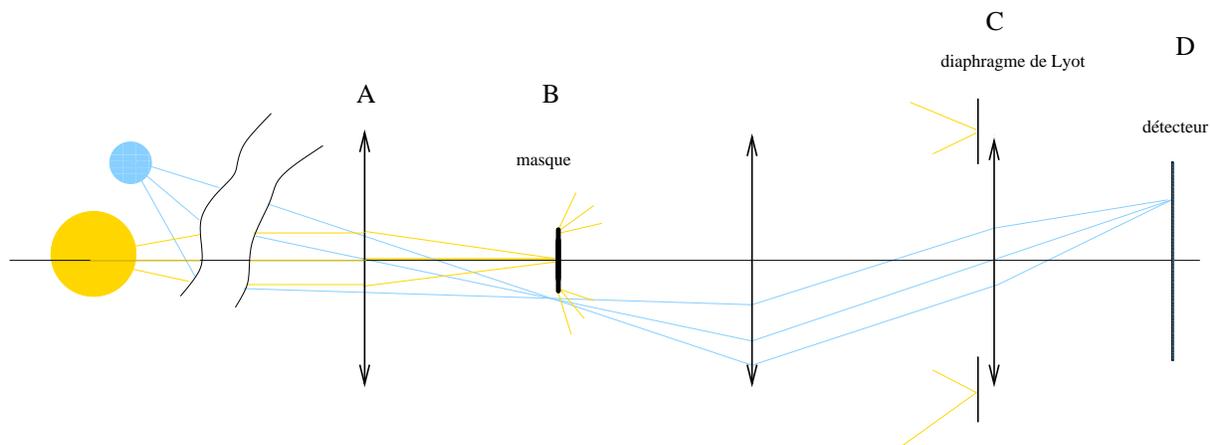


FIG. I.2.2 – Principe général d'un coronographe de Lyot. L'étoile est représentée en jaune, le compagnon en bleu. La lumière de l'étoile diffractée par le masque coronographique dans le premier plan image est masquée grâce au diaphragme de Lyot dans le plan pupille. La lumière émise par le compagnon n'est, elle, pas masquée par le masque coronographique.

Un coronographe de Lyot, dont le principe est représenté sur la figure I.2.2, est donc constitué d'un masque focal occulteur, conjugué au plan du détecteur et d'un diaphragme pupillaire conjugué à la pupille d'entrée du télescope. Ces quatre plans successifs seront représentés par les lettres A, B, C et D (selon les notations utilisées dans Aime *et al.* [2001b]).

Dans le plan pupille d'entrée, en l'absence d'aberrations et de défauts d'amplitude, le front d'onde s'écrit simplement $\psi_A = \Pi$ avec Π la pupille d'entrée du télescope. Le passage d'un plan au plan suivant se fait par simple transformée de Fourier.

Dans le plan image du télescope, l'amplitude complexe s'écrit donc :

$$\psi_B = TF(\Pi) \cdot M \quad (I.2.5)$$

M représente l'obstruction due au masque de Lyot : il vaut 1 à l'extérieur du masque et 0 à l'intérieur.

Dans le plan pupille suivant, noté C , on obtient :

$$\psi_C = TF(\Pi M) \cdot D \quad (\text{I.2.6})$$

avec D qui représente le diaphragme en plan pupille.

De façon générale, un coronographe a pour objectif de minimiser $|\psi_C|$; il est considéré comme parfait si $|\psi_C| = 0$ (le résidu dans le plan image est alors nul).

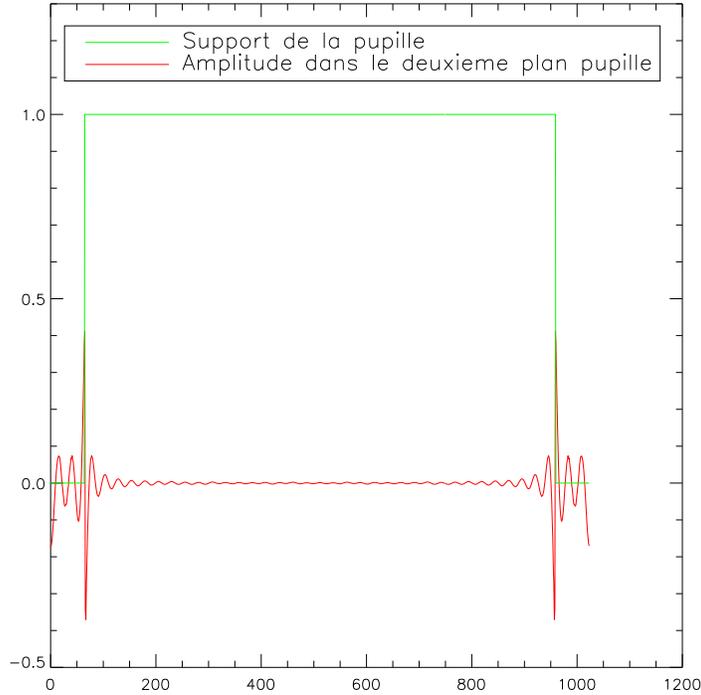


FIG. I.2.3 – Coupe du second plan pupille du coronographe de Lyot, dans le cas d'un masque de Lyot de $3\lambda/D$. Les oscillations résiduelles à l'intérieur de la pupille, clairement visibles, rendent ce coronographe imparfait.

La figure I.2.3 représente l'amplitude complexe au niveau du second plan pupille dans le cas d'un coronographe de Lyot. Les variations d'énergie sont particulièrement visibles sur les bords de la pupille, ce qui a amené Bernard Lyot à placer un diaphragme sous-dimensionné dans ce plan. Les oscillations étant présentes même au centre de la pupille, le filtrage d'un coronographe de Lyot sera systématiquement imparfait : l'énergie résiduelle dans le plan image sera donc non nulle. Ce filtrage est d'autant moins bon que le masque de Lyot est petit [Malbet, 1992] : au-dessous d'un rayon de 3 anneaux d'Airy, il est très peu intéressant (car il n'atténue que peu l'étoile centrale) ; au contraire, dans le cas extrême

d'un masque de Lyot infini, le coronographe de Lyot est parfait... mais la transmission est nulle donc le système reste sans intérêt. L'image d'un compagnon suffisamment décentré, représenté en bleu sur la figure I.2.2, ne sera pas atténué par le masque coronographique car le maximum de la tache d'Airy ne sera pas centré dessus.

L'imperfection du coronographe de Lyot s'explique bien par le fait que l'on utilise un masque fini sur une image non bornée (la tache d'Airy); ainsi, se produisent des phénomènes de Gibbs résiduels à l'intérieur de la pupille. C'est ce qui a amené Kuchner et Traub [2002] à proposer le coronographe "band-limited" que je présente par la suite.

I.2.2.1.2 Premières applications stellaires

Il a fallu attendre les années 80 pour voir les premières utilisations des coronographes appliquées à des objets autres que l'étude de la couronne solaire. En 1984, un simple coronographe constitué d'un masque dans le plan focal a permis de détecter un disque autour de β -Pictoris [Smith et Terrile, 1984]. Plus récemment, Beuzit *et al.* [1990] ont développé un coronographe infrarouge sur le CFHT, et la naine brune Gl 229 B a été découverte grâce au coronographe installé au Palomar [Nakajima *et al.*, 1995]. Actuellement, tous les télescopes professionnels sont équipés de coronographes de Lyot. Plus récemment, des coronographes de phase (présentés dans la partie I.2.2.2.2) ont aussi été installés.

I.2.2.1.3 Les limitations du coronographe de Lyot

Cependant, comme nous l'avons vu, le coronographe de Lyot souffre de deux limitations fondamentales : il n'éteint jamais l'étoile centrale parfaitement et le diamètre du masque de Lyot l'empêche d'accéder au domaine le plus proche de l'étoile. Ainsi, ce qui n'était pas limitant dans le cadre de l'étude de la couronne solaire l'est devenu pour l'étude des environnements stellaires. Il a donc fallu développer de nouveaux types de coronographes.

I.2.2.2 Les différents types de coronographes

Depuis les années 1990 et l'utilisation des coronographes pour l'étude des environnements stellaires, le bestiaire des coronographes s'est grandement étoffé.

I.2.2.2.1 Les coronographes d'amplitude

Ce sont des coronographes dérivés du coronographe de Lyot. L'apodisation de la pupille d'entrée est une solution efficace pour améliorer l'extinction d'un Lyot classique. On utilise alors le masque de Lyot classique borné mais sur une étoile de l'image qui est devenue quasi-bornée grâce à l'apodisation. La meilleure apodisation est obtenue en utilisant une fonction "prolate" qui fournit le meilleur compromis en terme de perte de résolution [Aime *et al.*, 2001a, 2002; Soummer *et al.*, 2003b; Aime et Soummer, 2004].

Ces coronographes nécessitent toujours un masque de Lyot, cependant plus petit que dans le cas du coronographe de Lyot classique. L'inconvénient résiduel est que l'extinction de l'étoile centrale reste imparfaite (car l'image de l'étoile n'est que quasi-bornée).

Une autre solution, sans masque de Lyot, est le coronographe "shaped-pupil" proposé dès 1964 par Jacquinot et Roizen-Dossier [1964] et ses dérivés par Nisenson et Papaliolios [2001]; Kasdin *et al.* [2003]; Debes et Ge [2004].

Ces coronographes sont toujours imparfaits. L'idée est donc d'en chercher un tel que le masque d'amplitude permette d'obtenir un résidu nul dans la pupille. Kuchner et Traub [2002] propose une solution : il faut que la transformée de Fourier du masque soit à support borné ce qui revient à dire qu'il faut que le masque soit à support non borné. Il existe toute une famille de masques, appelés "band-limited" qui satisfont cette condition. Cependant, ils restent très difficile à réaliser car l'amplitude varie de façon continue. En outre, même loin de l'étoile, le masque atténue encore le compagnon. Kuchner et Spergel [2003] propose donc un masque binaire qui a les mêmes propriétés : les filtres de Notch. Il en existe aussi toute une famille [Kuchner *et al.*, 2004, 2005; Shaklan et Green, 2005].

Un type de coronographe d'amplitude un peu particulier est le PIAAC ("phase induced amplitude apodisation coronagraph") : c'est un coronographe apodisé par passage sur deux miroirs asphériques [Traub et Vanderbei, 2003; Guyon, 2003, 2005; Martinache *et al.*, 2006; Pluzhnik *et al.*, 2006]. Son intérêt est de réaliser une apodisation par la phase et de ne pas réduire la transmission. Cependant, la réalisation des miroirs asphériques à la précision demandée reste une difficulté majeure en raison de la très grande dynamique des rayons de courbure. En outre, les miroirs sont bornés donc, dans le plan image suivant, l'amplitude est obtenue à partir d'un nombre limité de fréquences engendrant des effets de Fresnel, néfastes à l'apodisation [Vanderbei, 2006].

1.2.2.2 Les coronographes de phase

Ces coronographes, contrairement aux coronographes d'amplitude, sont transparents mais génèrent des déphasages avec pour objectif de rejeter, par interférences destructives, la lumière de l'étoile hors de la zone d'intérêt.

1.2.2.2.1 Le coronographe de Roddier En 1997, Roddier et Roddier [1997] ont introduit un nouveau type de coronographe basé sur le déphasage de l'amplitude complexe au niveau du plan focal. La partie centrale de rayon $0.53 \lambda/D$ dans le cas d'une tache d'Airy (voir l'image I.2.4 gauche) subit un déphasage de π par rapport à l'extérieur du masque créé en introduisant une marche telle que $\lambda = 2(n - 1)e$ avec n l'indice du matériau et λ la longueur d'onde utilisée. Il n'y a plus de masque occulteur à ce niveau. Le diamètre du masque est optimisé de sorte que l'interférence destructive entre la partie centrale et la partie extérieure soit optimale : les amplitudes à l'intérieur et à l'extérieur doivent être égales. Par rapport au coronographe de Lyot, on gagne en dynamique et en séparation angulaire. Cependant, le masque est très fortement chromatique (en fait, il l'est doublement : il subit un chromatisme de son déphasage de π mais aussi un chromatisme géométrique,

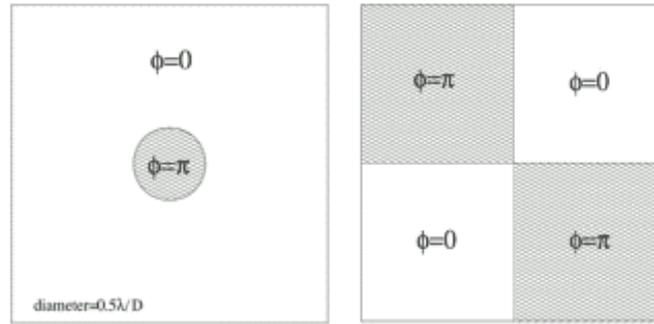


FIG. I.2.4 – Schémas des masques des coronographes de phase : à gauche, masque d'un coronographe de Roddier ; à droite, masque d'un 4QPM. Dans les versions originales de ces composants, les déphasages de π sont créés par une marche dans le matériau.

la taille du masque dépendant de la longueur d'onde). De plus, l'atténuation de l'étoile n'est pas parfaite. Ce coronographe peut être rendu parfait dans le cas monochromatique par l'utilisation de l'apodisation par prolate [Soummer *et al.*, 2003b]. En outre, le chromatisme du masque peut être réduit en utilisant plusieurs marches produisant des déphasages différents [Soummer *et al.*, 2003a], au prix de difficultés techniques.

I.2.2.2.2 Le coronographe de phase à quatre quadrants Pour résoudre le problème du chromatisme géométrique, Rouan *et al.* [2000] propose un autre type de masque de phase (I.2.4 droite) : le coronographe de phase à quatre quadrants (4QPM) [Riaud *et al.*, 2001]. La pastille déphasante du masque de Roddier est remplacée par un masque qui sépare le plan focal en quatre parties symétriques : deux avec un déphasage de π dans des quadrants opposés, les deux autres sans déphasage. Une étoile centrée subit donc une interférence destructive ; ainsi, dans le plan pupille du coronographe, la lumière d'une source ponctuelle se trouve rejetée à l'extérieur de la pupille du télescope. Comme pour les coronographes de Lyot et de Roddier, un diaphragme de Lyot légèrement plus petit que la pupille permet alors de supprimer tout le flux d'une source ponctuelle centrée. L'atténuation est, dans le cas théorique, parfaite [Rouan *et al.*, 2001].

Par contre, pour un compagnon décentré, l'effet du coronographe est beaucoup plus faible (il ne subit pas une interférence destructive parfaite, voire, s'il est loin du centre, pas d'interférence du tout), le flux passe à l'intérieur du diaphragme et la source est peu atténuée.

Cependant si, contrairement au coronographe de Roddier, il n'est pas affecté par le chromatisme géométrique, reste le chromatisme du déphasage. Ainsi, pour les premiers 4QPM réalisés, le déphasage est obtenu simplement par la réalisation d'une marche dans les composants (un exemple est présent sur la figure I.2.5 gauche). Différentes voies ont été envisagées pour achromatiser le déphasage : l'association de matériaux biréfringents naturels [Mawet *et al.*, 2006], dont un exemple est représenté sur la figure I.2.5 droite,

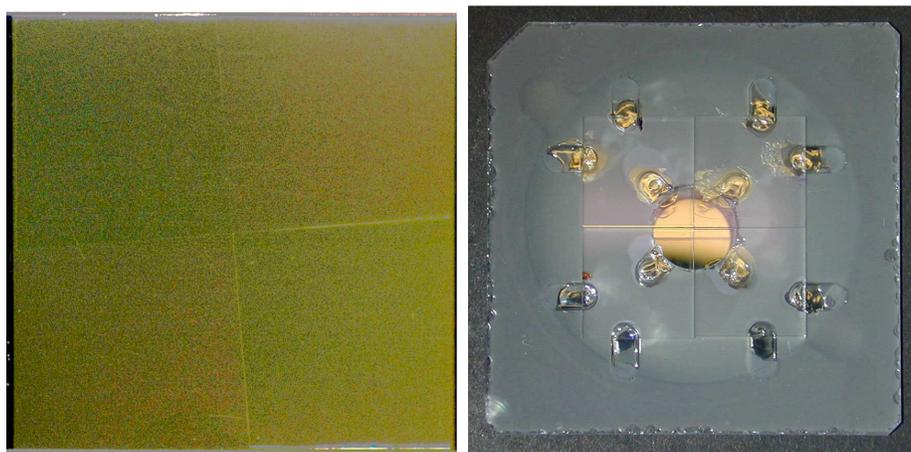


FIG. I.2.5 – Deux 4QPM différents : celui de gauche est un composant monochromatique de MIRI, celui de droite est un masque composé de matériaux biréfringents (quartz- MgF_2).

ou de réseaux d'ordre zéro [Mawet et Riaud, 2006]. Un autre inconvénient du 4QPM est qu'il est très sensible à l'obstruction centrale qui produit des aigrettes dans la pupille. Des solutions ont été envisagées afin de réduire cette dégradation soit en modifiant la pupille d'entrée [Lloyd *et al.*, 2003], soit en optimisant le diaphragme de Lyot afin de réduire la lumière diffractée [Boccaletti, 2004]. De plus, s'il permet d'étudier l'environnement stellaire très près de l'étoile centrale, le revers est qu'il est très sensible aux défauts de pointage ou limité quand les étoiles sont résolues (problème qui risque de se poser pour les "Extremely Large Telescopes").

Une variante est le PKC ("Phase-Knife Coronagraph") [Abe *et al.*, 2003].

I.2.2.2.3 L'AGPM Le coronographe le plus récent est l'AGPM ("Annular Groove Phase Mask") [Mawet *et al.*, 2005]. L'idée est de supprimer les zones de transition du 4QPM car elles engendrent une atténuation et d'utiliser la propriété des réseaux d'ordre zéro pour achromatiser le déphasage (voir la figure I.2.6). Un réseau d'ordre zéro possède un pas inférieur à la longueur d'onde d'utilisation (et donc il est dit sub-lambda); la lumière voit alors un milieu continu mais ayant deux indices différents, plus faible sur la longueur du réseau qu'orthogonalement et toujours plus faible que le matériau massif. Cet effet étant chromatique, on peut arriver à créer un milieu biréfringent pouvant déphaser de π sur une large bande spectrale.

I.2.2.2.3 Les coronographes interférométriques

Il existe aussi des coronographes interférométriques. L'idée générale consiste à séparer le front d'onde en deux afin que les deux faisceaux interfèrent de façon destructive, après un déphasage sur l'une des deux voies.

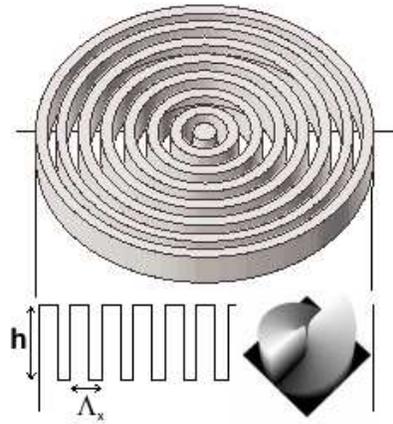


FIG. I.2.6 – Schéma de l’implémentation de l’AGPM grâce aux réseaux sub-lambdas. L’effet est identique à celui engendré par une rampe de phase. La figure est tirée de Mawet [2006]. h représente la profondeur du réseau et Λ_x son pas.

Proposé par Gay et Rabbia [1996], le coronographe interféro-achromatique (ou CIA) est le premier à avoir été étudié après le coronographe de Lyot. Il s’agit d’un interféromètre de Michelson modifié en introduisant dans un bras un déphasage de π achromatique. Ce déphasage est produit par un passage au foyer qui introduit une rotation de 180° du champ électrique [Rabbia *et al.*, 1998; Baudoz *et al.*, 1998, 2000a]. Lorsque les chemins optiques sont égaux dans les deux bras, on obtient donc, au niveau du détecteur, une image symétrique des objets non centrés alors qu’un objet sur l’axe est atténué. Un des grands atouts de ce coronographe est son achromaticité intrinsèque.

Une amélioration de ce coronographe, proposée par Baudoz *et al.* [2005], consiste à ajouter un filtrage spatial sur l’un des bras, l’effet étant que le compagnon n’est alors pas dupliqué au niveau du détecteur. Rabbia *et al.* [2007] présente deux concepts dérivés du principe générique mais plus compacts.

I.2.2.3 Critères d’évaluation des performances

Afin de pouvoir comparer les différents coronographes, d’évaluer leurs performances respectives, un certain nombre de critères sont couramment utilisés. Les cinq critères suivants sont présentés dans Boccaletti [2004] :

- La réjection totale représente le rapport d’intensité totale de l’image coronographique que je note im_{corono} sur celle la PSF (“Point Spread Function”). Cette réjection s’exprime par :

$$Rej_{tot} = \frac{\int im_{corono}}{\int PSF} \quad (I.2.7)$$

- La réjection sur le maximum est le rapport du maximum d’intensité de l’image coro-

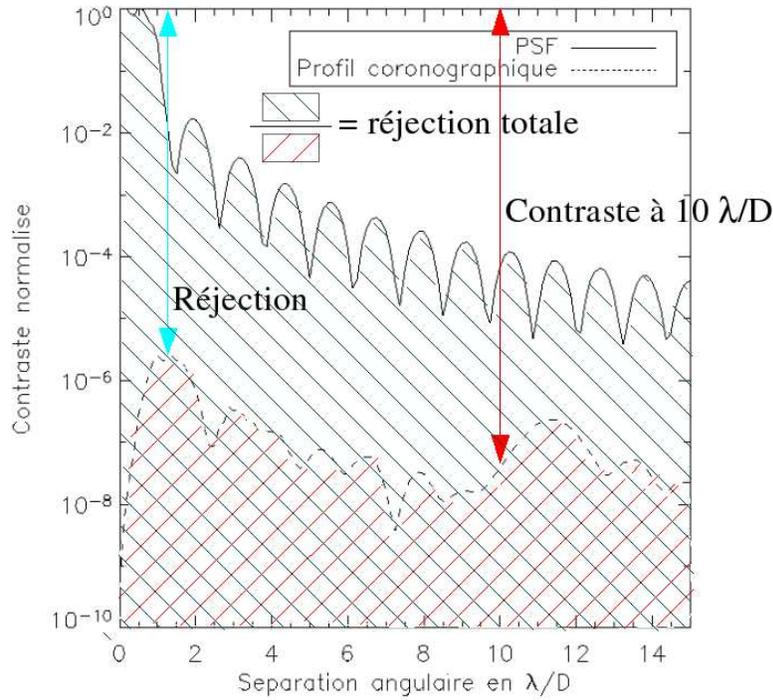


FIG. I.2.7 – Illustration des différents termes utilisés pour évaluer les performances coronographiques sur une PSF parfaite dont le profil est représenté en trait plein et un résidu coronographique dont le profil est tracé en pointillé.

nographique sur celui de la PSF. Elle s'écrit :

$$Rej_{max} = \frac{\max(im_{corono})}{\max(PSF)} \quad (I.2.8)$$

- Le contraste est le rapport entre l'intensité moyenne à une distance angulaire donnée du centre du coronographe sur l'intensité maximale de la PSF :

$$Contraste(\theta) = \frac{im_{corono}(\theta)}{\max(PSF)} \quad (I.2.9)$$

- Enfin, l'atténuation du coronographe peut se définir par :

$$attenuation(\theta) = \frac{im_{corono}(\theta)}{PSF(\theta)} \quad (I.2.10)$$

- Il est aussi possible de parler en terme de détectabilité ; ce terme traduit notre capacité à extraire le signal du compagnon d'un halo de speckles. Elle correspond à l'écart-type azimutal et s'exprime par :

$$\sigma_{\theta} = \frac{\sigma(im_{corono}(\theta))}{max(PSF)} \quad (I.2.11)$$

J'ai représenté ces différents termes sur la figure I.2.7.

D'autres critères peuvent aussi être utilisés. L'"angle minimal de détection" (en anglais "Inner Working Angle") correspond à la distance angulaire pour laquelle l'atténuation du compagnon est inférieure à 50 % (cette valeur même peut changer). La transmission totale du système coronographique peut aussi servir de métrique.

Guyon *et al.* [2006], pour comparer les coronographes, utilise la "transmission utile", qu'il définit comme la fraction de surface au niveau du plan focal pour laquelle le flux de la planète est supérieur au flux de l'étoile.

Lyon *et al.* [2003], s'il utilise l'atténuation du coronographe et le rapport signal-à-bruit (rapport du flux de la planète sur le flux de tous les bruits) définit aussi, pour comparer des coronographes, une zone de détection angulaire (ZDA) qui correspond à :

$$ZDA(\theta) = \frac{\int_0^{\theta} im_{corono}}{\int_0^{\theta} PSF} \quad (I.2.12)$$

Martinez *et al.* [2007] utilise un critère combinant l'atténuation d'un objet hors-axe et la ZDA sur la zone d'intérêt du coronographe.

Dans la suite de ma thèse, j'utiliserai principalement deux critères :

- la réjection sur le maximum, qui permet d'évaluer le niveau du bruit de photons et par conséquent le temps de pose maximal pour ne pas saturer le détecteur.
- la détectabilité qui permet d'évaluer le niveau de l'objet nécessaire pour l'extraire du bruit de fond. Ce critère est aussi applicable sur un résidu après étalonnage, contrairement au contraste.

I.2.2.4 Performances atteintes sur le ciel

Aujourd'hui, tous ces concepts de coronographes cohabitent. Cependant, tous n'ont pas encore été réalisés (parfois pour des raisons technologiques ou d'autres raisons plus matérielles); et par conséquent peu ont déjà permis de réaliser des observations scientifiques. Je vais, dans cette partie, présenter brièvement quelques résultats obtenus avec différents types de coronographes. Les exemples n'ont pas pour objectif d'être exhaustifs mais ils représentent simplement un panorama des capacités aujourd'hui.

À ce jour, la coronographie n'a pas permis de détecter de compagnons substellaires. Des premiers tests sur des binaires ont néanmoins été réalisés afin de valider les concepts coronographiques.

I.2.2.4.1 Les binaires

La figure I.2.8 en présente deux exemples.

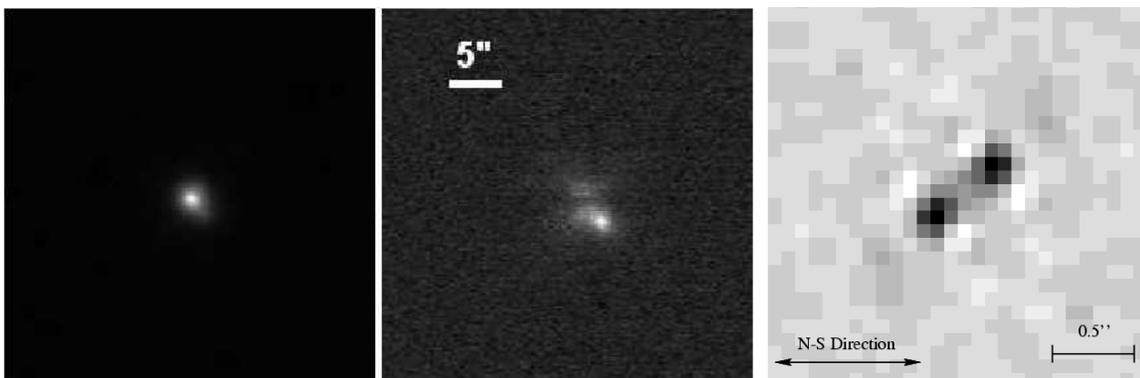


FIG. I.2.8 – Deux exemples d’images coronagraphiques de binaires. Les figures de gauche et du centre représentent la binaire HD 80081 ; elles ont été faites à la lunette de 50 cm de l’observatoire de Nice : celle de gauche est une image sans coronographe alors que celle du centre est l’image coronagraphique de la seconde composante réalisée avec un PKC [Abe *et al.*, 2007]. La figure de droite représente l’image coronagraphique de HD 213310 réalisée avec le CIA sur le télescope de 1.52 m de l’OHP [Baudoz *et al.*, 2000b].

La première I.2.8 gauche et centre représente HD 80081, une binaire observée en visible à l’Observatoire de Nice, sans optique adaptative. La différence de magnitudes entre les deux étoiles est de 2.7 et elles sont séparées de 2.7”.

Un autre exemple d’image, réalisée avec le CIA, est représenté sur l’image I.2.8 droite. Elle a été obtenue sur le télescope de 1.52 à l’OHP en bande K. Dans la binaire HD 213310, les deux composantes sont séparées de seulement 0.11” avec une différence de magnitude de 3.5. On voit clairement l’intérêt d’un coronographe dans ce cas où la séparation des deux composantes ne représente que $0.33\lambda/D$.

D’autres observations de binaires ont été faites par Boccaletti *et al.* [2004b] avec un 4QPM associé à NACO sur le VLT. Pour un exemple, voir l’image I.2.9 de HD 1306.

Dans tout ce qui précède, je me suis focalisée sur les exoplanètes car elles représentent ma thématique de travail. Néanmoins, d’autres objets requièrent aussi de très hautes résolutions spatiales et une grande dynamique.

I.2.2.4.2 Les disques circumstellaires

Un autre type d’objets pouvant bénéficier de la haute résolution angulaire sont les disques circumstellaires. Si la distribution spectrale et notamment les excès infrarouges sont connus grâce à IRAS et ISO, la distribution spatiale de la matière autour de l’étoile reste à découvrir. Or les matériaux responsables de ces excès sont ceux situés près du centre du disque.

Historiquement, c’est bien évidemment au coronographe de Lyot, le plus connu et le mieux maîtrisé, que nous devons nombre d’observations. J’en donne deux exemples récents



FIG. I.2.9 – Autre exemple d’image de binaire réalisée avec le 4QPM en bande Ks sur l’instrument NACO du VLT [Boccaletti, 2004]. HD 1306 est une binaire ; sur l’image, on voit trois composantes, la troisième n’étant peut-être pas liée gravitationnellement avec les deux autres. Les différences de magnitudes sont respectivement de 1.6 et 3.5 avec des séparations angulaires de 0.128” et 1.075”.

sur les figures I.2.10 centre et I.2.10 droite. Les masques de Lyot représentent respectivement 1” et 2”. On peut voir, sur l’image I.2.10.c, le gain apporté par l’utilisation d’un 4QPM : un coronographe de Lyot aurait complètement occulté la partie centrale du disque.

I.2.2.4.3 Les objets extragalactiques

Des objets bénéficiant de l’imagerie à haute résolution angulaire sont les noyaux actifs de galaxies proches (à des distances de moins de 25 Mpc) ; or les détails proches du centre sont très difficiles à faire ressortir à cause de l’éblouissement dû à la source centrale. Un coronographe particulièrement intéressant dans ce cadre est le 4QPM sur l’instrument NACO du VLT.

L’image I.2.11, qui représente NGC 1068, a d’ailleurs été réalisée avec ce coronographe et l’instrument NACO au VLT. Des structures beaucoup plus détaillées que sur la PSF peuvent être distinguées : des structures filamentaires au sud, des sources et des vagues, certainement induites par le jet radio, au nord.

I.2.3 Réduire le bruit de speckles

Les coronographes permettent de réduire le flux de l’étoile dans l’image et donc le contraste entre cette étoile et son environnement proche. Ils permettent donc de réaliser

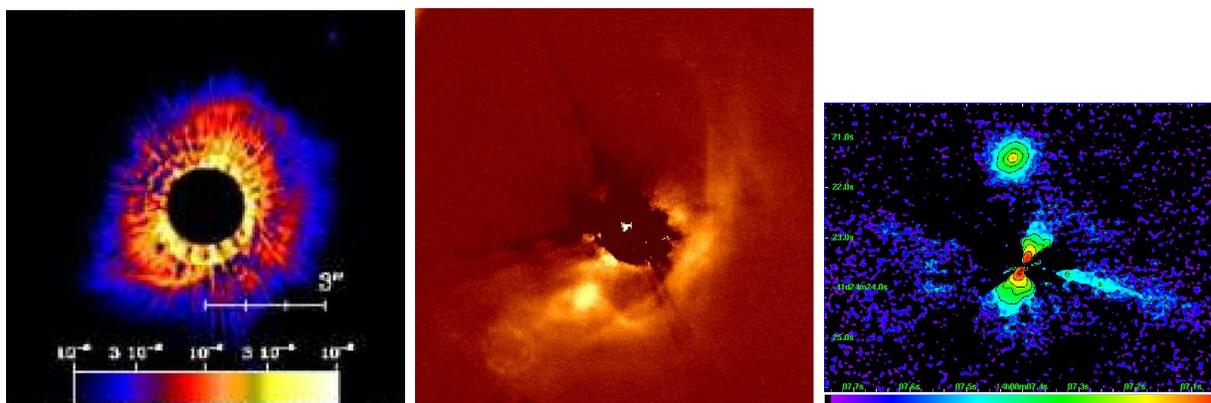


FIG. I.2.10 – Exemples d’images coronagraphiques de disques circumstellaires. La figure de gauche représente l’image coronagraphique de HD 100546 faite avec NICMOS [Ardila *et al.*, 2007]. Au centre, se trouve l’image de UY Aur faite au Subaru avec un coronographe de Lyot [Hioki *et al.*, 2007]. Le champ est de $13.2'' \times 13.2''$ et l’image est réalisée en bande H. L’image coronagraphique de PDS 70, réalisée avec un 4QPM [Riaud *et al.*, 2006], est représentée sur la figure de droite. Le disque a une extension de $2.5''$. Sur le VLT/NACO, le diaphragme de Lyot a un rayon de $1.4''$.

des poses plus longues et de réduire ainsi le bruit de photons dû au fond.

Il reste le bruit de speckles qui a été modifié par l’effet du coronographe mais non supprimé. Que sont ces speckles ? En présence de turbulence, le front d’onde traverse l’atmosphère et subit des avances ou des retards de phase proportionnels au chemin optique traversé et donc à l’indice de réfraction modulé par les variations de pression engendrées par la turbulence atmosphérique. Ainsi, le front d’onde qui arrive sur la pupille du télescope n’est plus plan. Si le diamètre du télescope est suffisamment grand par rapport aux tailles caractéristiques des défauts induits par la turbulence, on observe en courte pose dans le plan image du télescope une structure de tavelures (de taille la résolution théorique du télescope λ/D) contenue dans une tache plus grande de résolution λ/r_0 avec r_0 le paramètre de Fried. La figure I.2.12 présente un exemple de ce phénomène. Ces speckles sont le résultat d’interférences aléatoires dans le plan focal du télescope. Ce type de speckles a un temps de vie très court (environ 10 ms en visible). L’optique adaptative permet de corriger en partie ces speckles. Il reste néanmoins un résidu d’aberrations dans le front d’onde ; on observe alors un halo de speckles qui se superpose à l’image corrigée.

En plus de ces aberrations dynamiques, il existe des aberrations statiques dues aux défauts des optiques (miroirs du télescope, lentille de l’instrument). Comme leur nom l’indique, ces défauts n’évoluent pas avec le temps ou très lentement.

Enfin, il existe des aberrations quasi-statiques : elles proviennent des variations de chemin optique en aval du télescope, des déformations des éléments optiques. Ces structures ont une durée de vie de quelques secondes à plusieurs minutes [Marois *et al.*, 2003].

La présence de bruit de speckles limite le gain potentiel du coronographe ; en effet, en

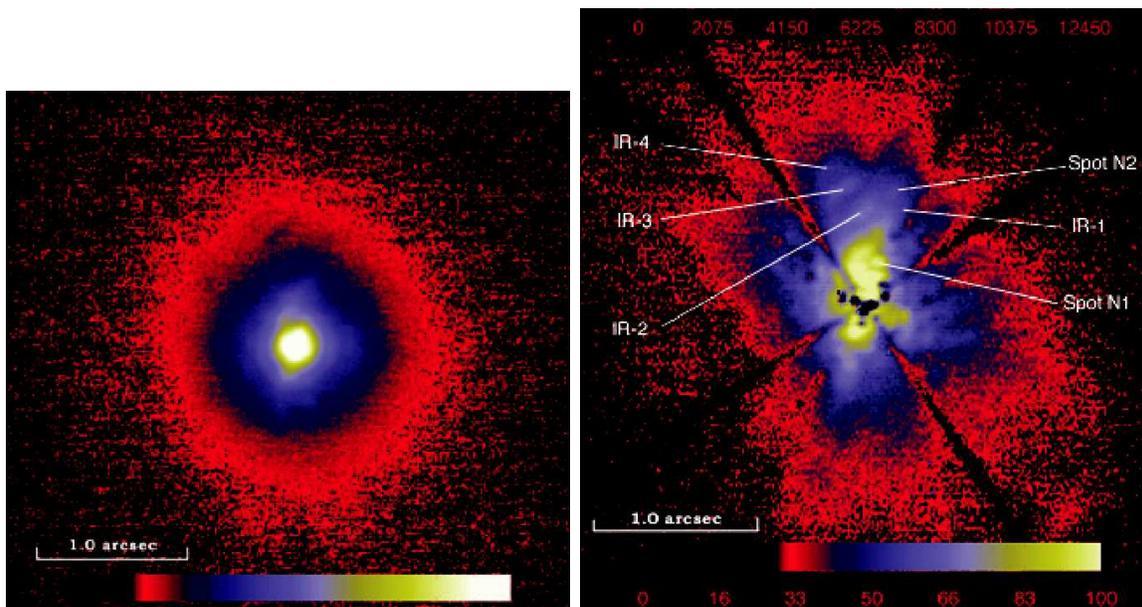


FIG. I.2.11 – Apport de l’imagerie coronographique sur l’imagerie des structures très proches de la source centrale dans le cas de NGC 1068 [Gratadour *et al.*, 2005]. Dans ce cas, 1'' représente 70 pc. La figure de gauche est la PSF de NGC 1068 en bande Ks réalisée au VLT. La figure de droite représente l’image coronographique de NGC1068 réalisée avec un 4QPM au VLT en bande Ks.

ne considérant que le bruit de photons, il suffit de poser plus longtemps pour augmenter la détectabilité. En présence de bruit de speckles, ce n’est plus possible car le gain sature au niveau de ce bruit.

Différentes techniques, qui peuvent être complémentaires, sont développées pour réduire ces différents bruits de speckles, ouvrant la voie au haut contraste.

I.2.3.1 L’interférométrie speckles

La première à avoir été utilisée en astronomie est l’interférométrie speckles proposée par Labeyrie [1970]. Il a montré qu’il est possible d’obtenir une image avec la résolution théorique du télescope grâce à l’autocorrélation spatiale moyennée sur des images courtes poses (sur des temps inférieurs à la durée de vie des speckles). Cette technique, qui nécessite des fenêtres spectrales petites (de l’ordre de $\lambda/\Delta\lambda = 10$) en raison de la chromaticité des speckles et un grossissement très important pour pouvoir échantillonner spatialement les tavelures, souffre d’une grande dilution du flux. Par exemple, la figure I.2.12 montre le cas du VLT pour un r_0 de 0.8'' soit environ une centaine de tavelures.

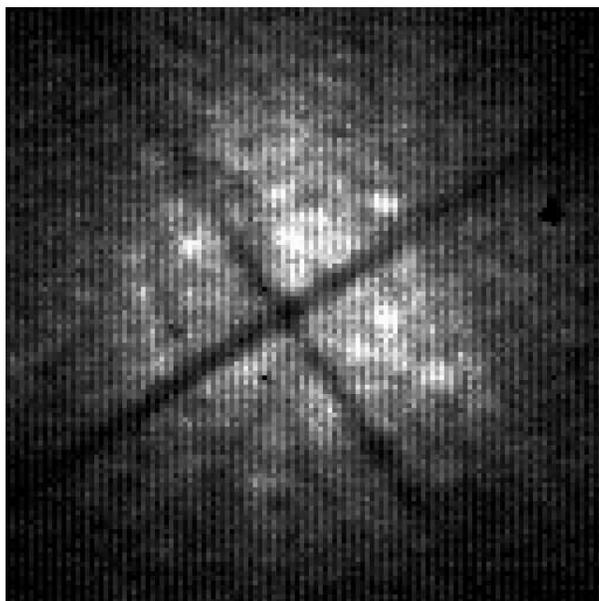


FIG. I.2.12 – Exemple de bruit de speckles. On voit clairement, sur cette figure, qui représente une pose de 350 ms de GJ 344 faite au VLT en bande Ks, les deux tailles de structure : les speckles de taille λ/D contenues dans une structure de taille λ/r_0 .

I.2.3.2 L’optique adaptative

Une technique, devenue aujourd’hui indispensable pour l’imagerie d’exoplanètes depuis le sol, permet de corriger les aberrations dues à la turbulence atmosphérique ; c’est l’OA (Optique Adaptative). Nous l’évoquerons plus en détail par la suite.

I.2.3.3 Méthode des speckles noirs

Une autre technique est la méthode des tavelures noires [Labeyrie, 1995]. Comme nous l’avons vu, les speckles sont produits par des interférences quasi-aléatoires. Lors d’une courte pose, il y a donc des zones du champ où l’interférence est destructive. Or l’étoile et la planète ne sont pas des sources cohérentes. L’intensité de la planète s’ajoute donc de façon incohérente à l’intensité du halo de speckles. Lorsque l’on considère un grand nombre de poses, les speckles noirs devraient apparaître statistiquement partout sauf à l’endroit de la planète. La probabilité d’apparition des speckles noirs (statistique de Bose-Einstein) est donc modifiée localement. Pour pouvoir être sensible au bruit de speckles, il faut utiliser un coronographe afin de réduire la lumière diffractée. De plus, on fait des poses très courtes pour geler la turbulence donc la dynamique va être très faible. Il va donc falloir utiliser une caméra à comptage de photons en visible [Boccaletti, 1999]. Mais, dans la réalité, les speckles se situent préférentiellement sur les zones lumineuses de la tache d’Airy : ce sont les “pinned speckles”. Ce phénomène biaise la statistique et limite le gain potentiel de cette

technique. J’y reviendrai plus en détail dans la partie III.

I.2.3.4 L’imagerie différentielle

Différentes techniques existent afin de soustraire à une image d’un couple étoile-planète l’image de l’étoile.

I.2.3.4.1 Soustraction d’une étoile de référence

La première solution, la plus classique, consiste à soustraire à l’image du système étoile-planète l’image d’une étoile de référence, supposée identique à l’étoile cible afin de retirer les speckles statiques. Cependant, elle présente plusieurs difficultés : une référence n’est jamais totalement identique à l’étoile cible ; en outre, les images n’étant pas réalisées simultanément, les perturbations (notamment atmosphériques dans le cas d’un télescope au sol) ne sont pas les mêmes pour les deux images, réduisant l’efficacité de la soustraction.

I.2.3.4.2 L’imagerie différentielle simultanée

Une autre technique utilisée pour étalonner les speckles est l’imagerie différentielle simultanée ; elle consiste à prendre deux images simultanées d’un même objet afin de pouvoir en retirer les speckles communs aux deux voies par simple soustraction.

I.2.3.4.2.1 L’imagerie à différentes longueurs d’onde Cette technique repose sur des *a priori* sur notre connaissance des propriétés des objets étudiés. En effet, une des techniques consiste à exploiter la chromaticité de l’image et des speckles [Racine *et al.*, 1999; Marois *et al.*, 2000]. On utilise ainsi plusieurs filtres : par exemple, pour étudier des planètes de type Jupiter ou des naines brunes, on utilise un filtre dans la bande d’absorption du méthane (où la planète est très atténuée) et un autre à côté (la planète ne sera pas atténuée). Dans les deux cas, le flux de l’étoile est pratiquement identique. Lors de la soustraction, la planète ne va être que peu atténuée alors que l’étoile le sera beaucoup plus. Différents instruments existant utilisent cette technique : la caméra TRIDENT [Marois *et al.*, 2005] sur le CFHT ou l’instrument SDI [Close *et al.*, 2005] sur le VLT. Je développerai cette technique dans le cadre du projet MIRI/JWST.

Devant les contrastes nécessaires pour détecter des exoplanètes, l’association des différentes techniques existantes semble s’imposer : système d’optique adaptative puis coronographie, soustraction d’une référence et enfin soustraction différentielle. Ainsi un 4QPM (“four quadrant phase mask coronagraph”) a été installé sur le VLT pour fonctionner sur l’instrument SDI [Boccaletti, 2007]. Cette même technique a aussi été choisie pour l’instrument SPHERE [Beuzit *et al.*, 2004], instrument de seconde génération installé au VLT dont l’objectif est de détecter des planètes de type Jupiter. Un autre instrument associant un coronographe de Lyot apodisé et un étalonnage simultané à deux longueurs d’onde est le GPI sur Gemini [Graham *et al.*, 2007; Soummer, 2005].

I.2.3.4.2.2 L'imagerie à deux polarisations Une autre technique d'imagerie différentielle simultanée est l'imagerie à deux polarisations. La lumière d'une étoile est, en effet, généralement non polarisée, alors que celle d'une exoplanète l'est partiellement (de 1 à 20 % en fonction de notre angle de vue sur la planète). Le flux issu d'une exoplanète a deux origines : la lumière stellaire réfléchie (non polarisée) et la lumière stellaire diffusée par la planète (en partie polarisée). Séparer la lumière issue du télescope en deux faisceaux ayant des polarisations croisées devrait permettre d'obtenir une image de la planète par soustraction des deux voies. Néanmoins, différentes limitations existent : il faut que le système optique n'introduise aucune polarisation différentielle entre les deux voies. SPHERE comportera deux modules utilisant deux polarisations : un en visible (ZIMPOL) et un en infrarouge qui fonctionnera avec le coronographe (IRDIS). Un autre instrument, HiCIAO sur le télescope Subaru associe la coronographie de Lyot et l'étalonnage par l'utilisation de deux polarisations [Tamura et Abe, 2006].

I.2.3.4.2.3 Utilisation des propriétés de cohérence Une technique très prometteuse, car elle est indépendante des propriétés physiques de la planète, est l'utilisation des propriétés d'incohérence entre la planète et son étoile. À cause de cette incohérence, la lumière de la planète ne peut pas interférer avec celle de son étoile hôte. Les différents concepts proposés [Codona, 2004; Guyon, 2004; Baudoz *et al.*, 2006b; Galicher et Baudoz, 2007] consistent donc à séparer le faisceau incident en deux et à réaliser un filtrage sur l'une des voies afin qu'elle contienne uniquement la lumière stellaire. Enfin, cette lumière est codée par interférences.

I.2.3.5 La technique du “dark hole”

Une autre technique proposée par Malbet *et al.* [1995] permet de réduire localement le bruit de speckles afin de former un “dark-hole” dans l'image en utilisant un miroir déformable afin de rejeter la lumière diffractée en bord d'image. Cette technique diffère de l'optique adaptative pour différentes raisons :

- l'objectif est de minimiser la lumière diffusée par le système optique dans une zone donnée du plan image et non pas de maximiser le rapport de Strehl (même si cette technique contribue à augmenter ce rapport en réduisant les aberrations de moyenne fréquence).
- l'analyse se fait sur l'image scientifique (qui est, en théorie, une image coronographique pour réduire la lumière diffractée) et non dans une voie d'analyse distincte qui introduirait des aberrations différentielles.
- la correction n'étant pas aussi rapide qu'en optique adaptative, cette technique ne permet de corriger que des speckles d'évolution très lente et est donc principalement utilisable dans l'espace (où un système très rapide est de toute façon inutile).

Différents algorithmes ont été utilisés ou conçus pour ce faire. Par exemple, Malbet *et al.* [1995] a utilisé l'algorithme de Levenberg-Marquardt, non linéaire. Un autre algorithme, développé par Bordé *et al.* [2006] consiste à appliquer trois déformations connues au miroir déformable. À partir des trois intensités obtenues dans le plan image, il est alors possible

de reconstruire la phase. Il s'agit, dans ce cas, de résoudre l'équation qui exprime la phase en fonction des déformations du miroir. Une autre technique consiste à minimiser l'énergie totale. Là encore, un coronographe est nécessaire pour réduire la diffraction de l'étoile. Un banc dédié à cette étude, le HCIT, a été développé au JPL. Un contraste de $6 \cdot 10^{-10}$ a été atteint sur banc en lumière monochromatique [Trauger et Traub, 2007].

Ce système a deux limitations : la correction ne peut se faire qu'en deçà de la fréquence de coupure des miroirs déformables. En outre, pour pouvoir corriger les aberrations de phase et les défauts d'amplitude, deux miroirs déformables sont nécessaires, ce qui est désormais mis en œuvre.

J'ai montré, dans cette partie, que la détection directe d'exoplanètes souffrait de deux difficultés : la faible séparation angulaire et le très grand contraste entre la planète et son étoile. Différentes solutions ont été proposées : la coronographie qui permet de réduire la diffraction instrumentale et par là même le bruit de photons et l'imagerie différentielle qui permet de réduire le bruit de tavelures. J'ai abordé ces deux techniques dans deux contextes différents : la détection d'exoplanètes de type Jupiter en moyen infrarouge depuis l'espace et les limites de détection d'exoplanètes telluriques depuis le sol en proche infrarouge.

Deuxième partie

Les coronographes de MIRI

Chapitre II.1

Présentation du James Webb Space Telescope

Différentes étapes ont marqué la conception du système coronographique du “Mid In-fraRed Instrument” (MIRI) : sa conception, prenant en compte les interfaces avec le James Webb Space Telescope (JWST) mais aussi les objectifs scientifiques, les contraintes techniques nécessaires pour la réalisation des objectifs scientifiques et la réalisation. Le chapitre qui suit repose sur ce plan. J’y présente tout d’abord le JWST et MIRI. J’étudie ensuite quel type d’exoplanètes peuvent être détectées grâce au système coronographique de MIRI ainsi que par transit. Par la suite, je présente les problèmes techniques du système coronographique et plus particulièrement les problématiques de centrage derrière le coronographe. Enfin j’étudie les réalisations des coronographes de MIRI.

II.1.1 Le JWST

Le James Webb Space Telescope (JWST), du nom d’un administrateur de la NASA, est un télescope infrarouge de 6.57 m de diamètre. Il sera lancé en 2013 par Ariane V vers le point de Lagrange L2¹. Il est le fruit d’une collaboration internationale entre la NASA, l’ESA et la CSA (“Canadian Space Agency”) débutée en 1999.

La figure II.1.1 est une vue d’artiste du JWST. On y voit clairement les éléments principaux : le télescope lui-même (le miroir primaire constitué de 18 segments hexagonaux cophasés par un senseur de front d’onde), la plate-forme qui permet de gérer toutes les contraintes environnementales (maintien de l’orbite, altitude, gestion de la température, de l’énergie et des communications avec la Terre), le bouclier solaire qui permet de protéger le JWST de la lumière solaire et la charge utile qui comporte les 4 instruments scientifiques.

NIRCam (“Near-InfraRed Camera”) est un imageur grand champ avec une haute résolution angulaire. Il couvre le spectre entre 0.6 et 5 microns. NIRCam est à la fois un

¹Le point de Lagrange L2 est situé sur la droite Terre-Soleil, à 1.5 millions de km dans la direction opposée au Soleil. En ce point, un objet décrit une orbite de même période que celle de la Terre autour du Soleil et reste donc aligné sur la droite Terre- Soleil.

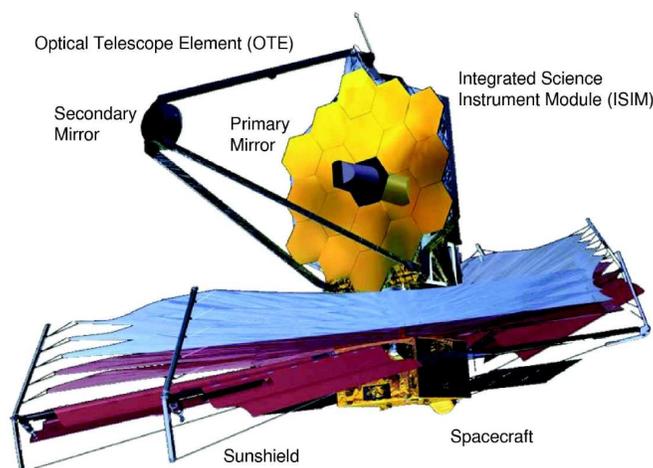


FIG. II.1.1 – Vue d’artiste du JWST [Gardner *et al.*, 2006].

instrument scientifique et le senseur de front d’onde du JWST.

Le second instrument, NIRSpec (“Near Infrared Spectrograph”), est un spectromètre multi-objets à grand champ. Il permet d’obtenir des spectres simultanés sur une centaine d’objets dans un champ de 9 minutes d’arc carré avec une résolution de 1000 entre 1 et 5 microns et une résolution de 100 entre 0.6 et 5 microns. Il utilise une matrices de “micro-shutters” pour sélectionner les objets. Un mode spectroscopie longue fente ($R=3000$) existe aussi.

Le troisième instrument, FGS (“Fine Guidance Sensor”) est incorporé dans la plateforme du JWST. Il sert au pointage fin du JWST en pointant sur une étoile guide. Il fonctionne sur des longueurs d’onde de 1 à 5 microns. Cet instrument est aussi équipé d’une caméra grand champ à bande étroite qui fera de l’imagerie entre 1.6 et 4.9 microns grâce à un filtre réglable.

Le dernier instrument est MIRI (“Mid InfraRed Instrument”) sur lequel nous allons revenir plus en détail par la suite.

Le JWST a pour objectifs principaux de :

- rechercher les premières galaxies formées après le big bang (jusqu’à des décalages vers le rouge de 20) ;
- déterminer comment elles ont évolué depuis leur formation jusqu’à nos jours ;
- observer la formation des étoiles des premiers instants de l’univers à la formation des systèmes protoplanétaires ;
- étudier les propriétés physiques des planètes géantes et les disques circumstellaires ainsi que les petits corps du systèmes solaires (objets de la ceinture de Kuiper, satellites).

Gardner *et al.* [2006] présente en détail les objectifs scientifiques du JWST ainsi que

des descriptions de l'observatoire et des instruments.

II.1.2 L'imageur de MIRI : MIRIM

II.1.2.1 L'instrument MIRI

Cet instrument a été proposé par l'ESA en 2001. Il fait l'objet d'une collaboration entre l'Europe et les États Unis. La participation européenne regroupe 25 instituts de 10 pays. Le Royaume-Uni conduit le consortium sous la responsabilité de Gillian Wright (le P.I américain est George Rieke). Les États-Unis sont responsables des détecteurs, du système de refroidissement, du logiciel de vol et de l'intégration du système. L'Europe est responsable de la partie opto-mécanique. Le consortium fournit un module d'imagerie dont le P.I. est Pierre-Olivier Lagage du CEA et les modules de spectrométrie entre 5 et 28 μm sous la responsabilité des Pays Bas et de l'Écosse. L'imageur (MIRIM) sera présenté plus en détail dans la partie II.1.2.2.

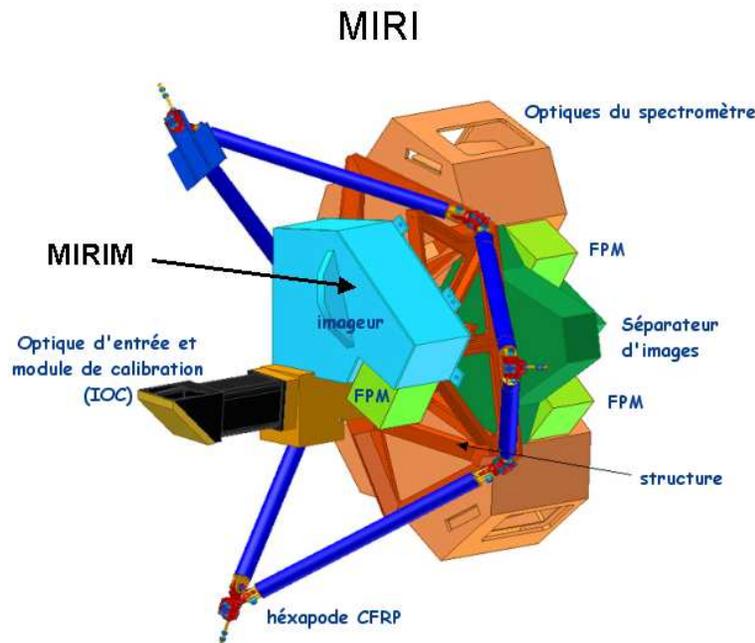


FIG. II.1.2 – Module optique de MIRI.

Un schéma de MIRI est représenté sur la figure II.1.2.

II.1.2.2 MIRIM

II.1.2.2.1 Organisation

Principal contributeur financier dans le cadre de l'ESA, le CNES est responsable de la partie française vis-à-vis de l'ESA. Il y a quatre contributeurs français :

- le CEA est le maître d'oeuvre du banc optique de MIRIM et a la responsabilité scientifique et technique de la partie française,
- le LESIA développe et fournit le système coronographique (masque coronographique, diaphragme mais aussi l'interface mécanique du plan focal),
- l'IAS définit le simulateur du télescope optique et les opérations de calibration,
- le LAM réalise les tests mécaniques des différents sous-systèmes des divers modèles développés.

Quant aux laboratoires étrangers, le MPIA (Heidelberg, Allemagne) est responsable des cryo-mécanismes de la roue porte-filtre, le CSL (Liège, Belgique) fabrique les miroirs et les prismes et l'observatoire de Stockholm (Suède) fournit les filtres.

II.1.2.2.2 Description

II.1.2.2.2.1 Description générale

L'imageur de MIRI est conçu pour travailler à 15 K dans trois modes principaux : le mode imageur, le mode coronographique, le mode spectroscopique qui requiert une fente dans le plan focal et un élément de dispersion [Dubreuil *et al.*, 2003].

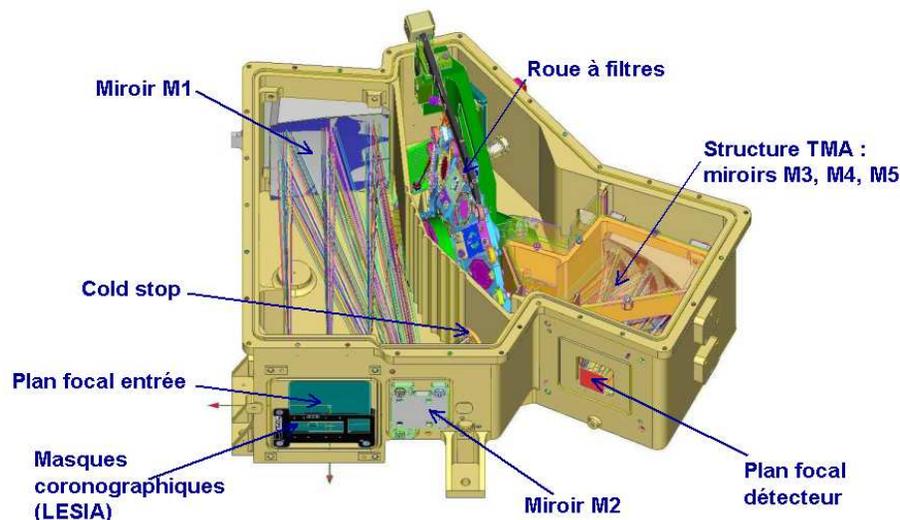


FIG. II.1.3 – Principaux composants de MIRIM.

L'imageur représenté sur la figure II.1.3 est constitué des éléments principaux suivants : la structure qui maintient tous les éléments, les masques coronographiques et la fente dans le plan focal (figure II.1.6), un miroir de collimation, la roue à filtres (qui comporte des

filtres pour l'imagerie, le prisme pour le mode spectroscopique et les filtres coronographiques associés aux diaphragmes adéquats), un miroir de repli et trois miroirs anastigmatiques qui envoient la lumière sur les détecteurs.

Le système a été conçu afin de minimiser le nombre de mécanismes ; le seul élément mobile de MIRI est la roue porte-filtres. Le coronographe requiert des masques dans le plan focal et des diaphragmes dédiés dans le plan pupille ; pour éviter la présence d'un mécanisme supplémentaire, les masques sont fixes dans le plan focal et les diaphragmes sont sur le même support que les filtres, à l'intérieur de la roue porte-filtres. De même, le mode spectroscopique comporte une fente fixe dans le plan image et l'élément dispersif est dans la roue à filtres.

La lumière est filtrée en longueur d'onde au niveau du cold stop ; en plus des dix filtres scientifiques pour l'imageur, la roue à filtre comporte une densité neutre pour le *peakup* (sur lequel je reviendrai dans la partie II.4), les quatre filtres coronographiques, une position pour le mode spectroscopie basse résolution, une position pour l'alignement de MIRI par rapport au télescope (comprenant une lentille pour fournir une image pupillaire) et une position fermée.

II.1.2.2.2 Le schéma optique de l'imageur

Le schéma optique de l'imageur est représenté sur la figure II.1.4.

L'imageur de MIRI dispose d'un champ de $113'' \times 74.3''$. Le pixel mesure 0.11 seconde d'arc (l'image est échantillonnée à Shannon pour des longueurs d'onde supérieures à $7 \mu m$). À $5.6 \mu m$, le rapport de Strehl est de 87.9 % sur l'ensemble du champ dans le cas défavorable où la défocalisation est de 3.1 mm (limite de la tolérance).

Le plan focal de MIRI est représenté schématiquement sur la figure II.1.5.

II.1.2.2.3 Le système coronographique

Le système coronographique de MIRI est composé de quatre coronographes, chacun constitué de deux composants : un masque fixe dans le plan focal et un diaphragme dans le plan pupille, diaphragme monté dans la roue à filtres avec le filtre adapté. Ce masque pupillaire est spécifique au masque focal considéré car les coronographes utilisés sont monochromatiques.

Les trois 4QPM sont centrés à $10.65 \mu m$, $11.40 \mu m$ et $15.50 \mu m$; les filtres ont une résolution spectrale de 20. Pour le coronographe de Lyot, de diamètre $6 \lambda/D$, centré à $23 \mu m$, la résolution est de 5.

La figure II.1.6 représente l'interface du plan focal de MIRI. Sous l'image de gauche sont représentés les filtres associés aux coronographes ; leur forme a été optimisée pour minimiser la lumière diffractée sans restreindre trop la transmission. J'expliquerai cela plus en détail dans la partie II.2.1.2. Le champ de chacun des 4QPM est de $26'' \times 26''$, le champ du Lyot est de $30'' \times 30''$.

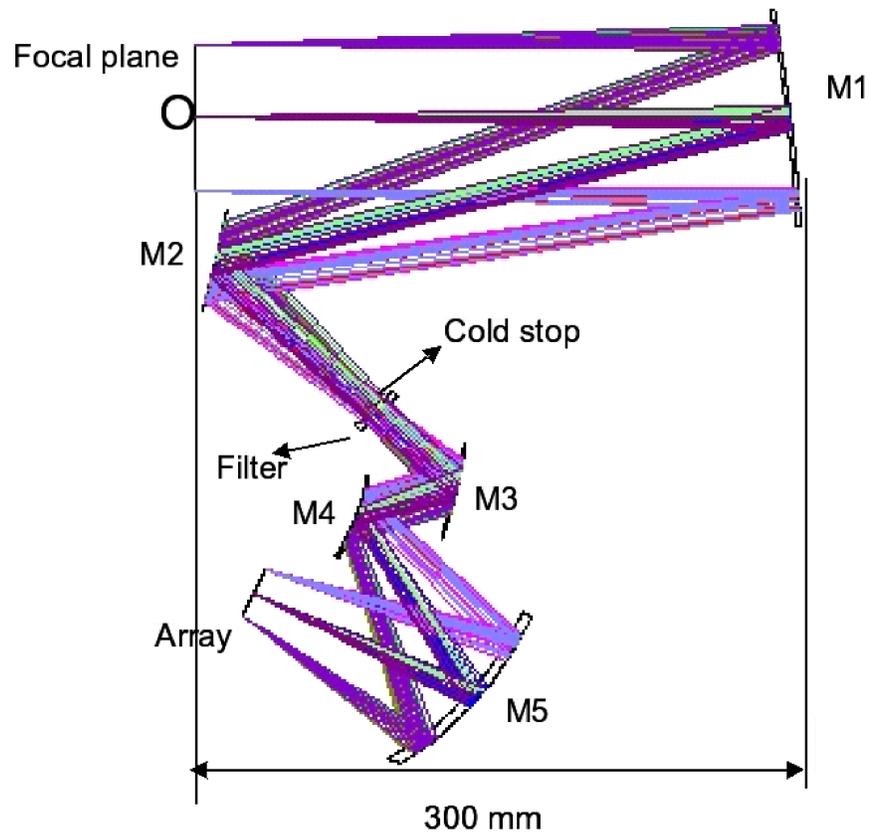


FIG. II.1.4 – Schéma optique de MIRI. Le plan focal comporte les masques coronagraphiques, M1 est un miroir de collimation, M2 un miroir de renvoi ; les diaphragmes coronagraphiques sont situés au même endroit que les filtres, dans le plan pupille ; M3, M4 et M5 constituent un système anastigmatique.

II.1.2.3 Les objectifs scientifiques

Les objectifs principaux de MIRI sont :

- l'étude de la formation des premières galaxies,
- l'évolution des galaxies (à partir des données de Scuba) : en moyen infrarouge, le flux des galaxies de fond serait de 10 à 30 μJy ,
- l'assemblage des galaxies : étude des AGNs, des "starbursts" qui pourront être étudiés avec une haute résolution angulaire et par spectroscopie.
- l'étude de la naissance des étoiles et des planètes, grâce à la haute résolution angulaire, afin d'étudier la structure et les écoulements de la matière interstellaire en phase d'accrétion. De plus, la spectroscopie permet l'étude de la dissipation des gaz, l'agglomération des grains, la dynamique des disques.
- les disques protoplanétaires par imagerie coronagraphique et spectroscopie.
- les planètes et les disques de débris qui pourront être étudiés grâce aux coronagraphes.

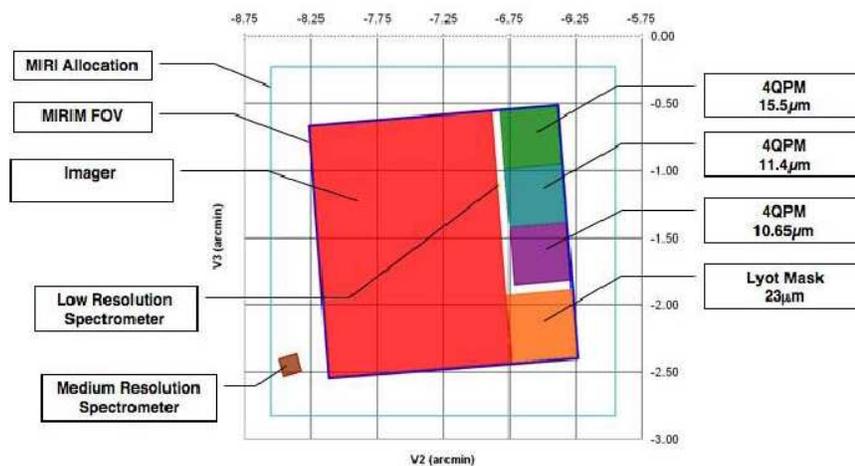


FIG. II.1.5 – Répartition des différentes parties du plan focal de MIRI.

Plus particulièrement, les objectifs spécifiques du système coronographique de MIRI comportent différents types d'objets. L'objectif prioritaire est la détection et la caractérisation d'exoplanètes de type Jupiter; je développe cette thématique en détail dans la partie suivante de mon manuscrit. D'autres objets s'inscrivent dans le programme scientifique de MIRI : les disques et l'étude de la partie centrale des AGNs proches. Des études préliminaires ont été entreprises sur l'étude des disques [Meixner *et al.*, 2005]. Les premiers résultats ont montré que, dans le cadre d'un disque de débris, la sensibilité du système coronographique de MIRI était de $1\ mJy$ sur le flux total à $11.40\ \mu\text{m}$. Les observations d'AGN requièrent aussi de l'imagerie à très haut contraste près du noyau. Grâce à ces techniques, des structures très proches de la source lumineuse (moins de 1 kpc) pourront être étudiées, comme ça l'a été le cas sur NGC 1068 grâce au 4QPM installé au VLT.

II.1.2.4 L'état d'avancement

Les premiers tests ont été réalisés sur le modèle de vérification (VM) qui vient d'être livré au "Rutherford Appleton Laboratory" (RAL, Grande Bretagne) afin de vérifier que l'imageur atteindra les performances annoncées. Un banc de test a été développé au CEA afin de tester et de caractériser l'imageur en infrarouge moyen (l'imageur et le détecteur sont refroidis alors que le reste du télescope est chaud c'est-à-dire à température ambiante). Les tests devraient commencer d'ici la fin de l'année. Le modèle de vérification sera livré fin 2008 au RAL, où il sera intégré avec les autres sous-ensembles de MIRI afin d'être caractérisé. À partir de 2010, l'instrument sera intégré par la NASA au système complet avec les trois autres instruments du JWST.

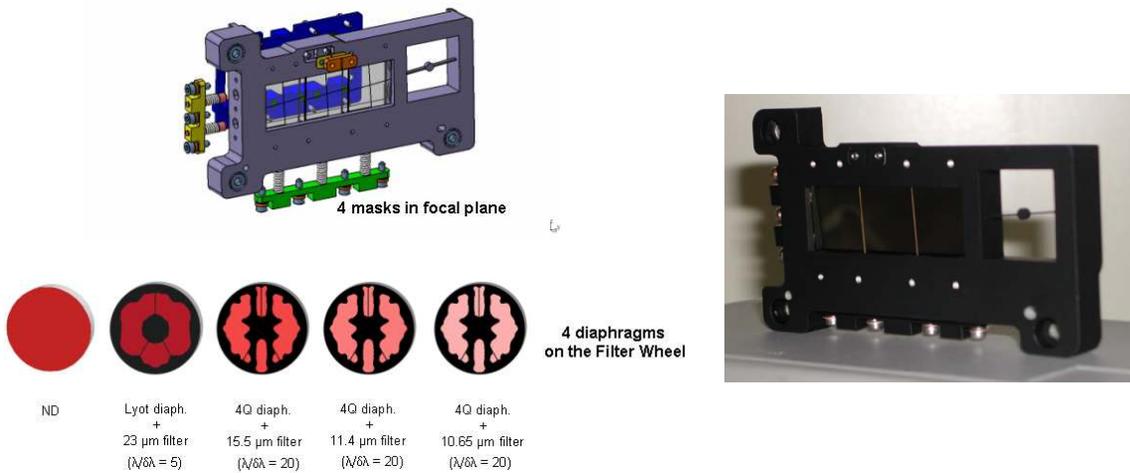


FIG. II.1.6 – Support des composants coronographiques de MIRI. La figure de gauche représente l'interface mécanique ainsi que le positionnement des 4 masques coronographiques. Au-dessous sont représentés les quatre diaphragmes optimisés pour chacun des coronographes ainsi que la densité neutre. La figure de droite est une photographie du plan focal réalisé par le LESIA avec les 4QPMs installés dans leur monture.

Chapitre II.2

Détection coronographique d'exoplanètes

Un des objectifs des coronographes du JWST est la détection des exoplanètes de type Jupiter.

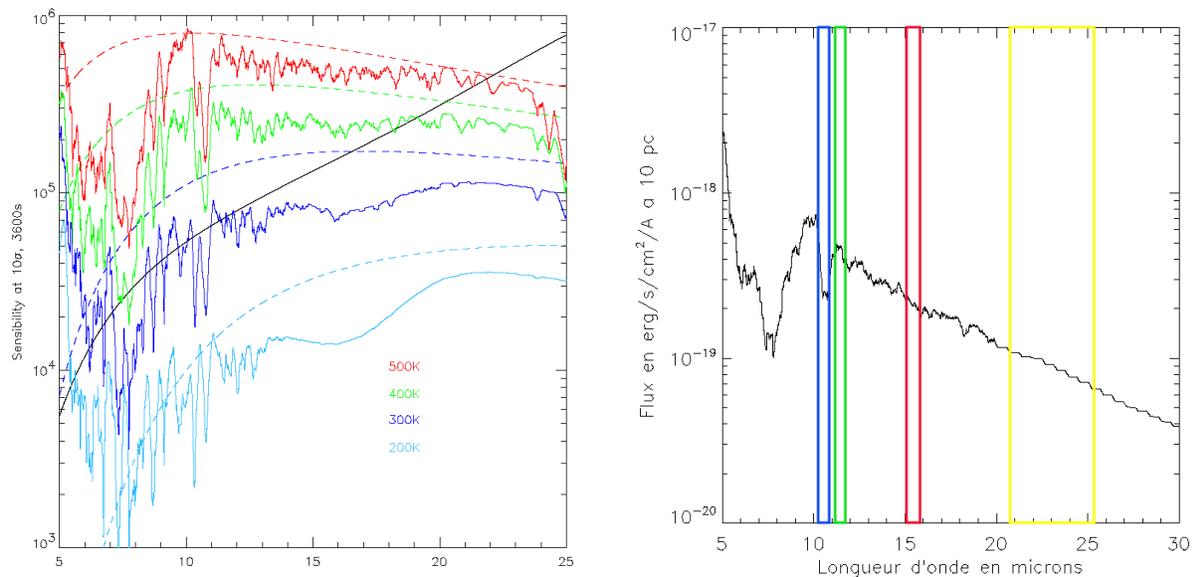


FIG. II.2.1 – Choix des filtres coronographiques de MIRI. La figure de gauche représente la sensibilité de MIRI à 10σ (en noir) pour un objet ponctuel. Les spectres théoriques d'exoplanètes de type Jupiter, en trait plein, sont tirés de Allard *et al.* [2001] et sont superposés aux corps noirs correspondants (figure extraite de Boccaletti *et al.* [2004a]). La figure de droite représente le spectre théorique d'une exoplanète de type Jupiter de 500 K. Les filtres utilisés pour les quatre coronographes de MIRI y sont superposés.

Les coronographes de MIRI ont d'ailleurs été conçus pour permettre la détection et la

caractérisation d'exoplanètes de type Jupiter tout en respectant les contraintes instrumentales. En infrarouge thermique, le rapport d'intensité entre une étoile et une planète de type Jupiter de 500 K est réduit à 10^6 (contre 10^9 en visible). La contrepartie est le manque de résolution angulaire. La sensibilité de MIRI est limitée par le fond thermique. Ce fond inclut à la fois la lumière zodiacale mais aussi l'émission thermique due aux miroirs, au bouclier solaire, à l'ISIM ("Integrated Science Instrument Module", la charge utile) et à l'instrument MIRI lui-même. La figure II.2.1 gauche compare les niveaux des spectres planétaires (de 200 à 500 K) au bruit du fond thermique. Le choix des filtres s'est fait à partir des contraintes scientifiques et instrumentales. En particulier, ils doivent aussi permettre l'étude des disques ou des AGNs, les autres cibles des programmes coronographiques sur MIRI. La figure II.2.1 gauche met en évidence que, dans le cas des exoplanètes géantes, les longueurs d'onde intéressantes sont entre 9 et 12 microns. En outre, bien que MIRI fonctionne entre 5 et 28 microns, les filtres utilisables pour MIRI doivent être compris entre 7 et 16 microns, la coupure basse permettant de satisfaire l'échantillonnage à Nyquist, la coupure haute étant due au matériau constituant le masque coronographique (voir figure II.4.2 droite qui représente la transmission du germanium). Il n'y a donc, comme caractéristique spectrale intéressante, que la bande d'absorption de l'ammoniac à $10.65 \mu m$ qui a été choisie comme longueur d'onde de centrage du premier filtre. Un second filtre centré sur $11.4 \mu m$ permet de mesurer le continuum. Il permet aussi de rechercher des silicates chauds dont la raie se situe à 11.3 microns et les PAHs ("Polycyclic aromatic hydrocarbons") dont la raie est centrée à 11.2 microns au niveau des disques circumstellaires. Associé au deuxième filtre, un filtre centré sur $15.5 \mu m$ permet de mesurer la pente du corps noir et de déterminer la température de la planète. Ces trois filtres sont associés avec des 4QPMs. Un quatrième filtre, associé au coronographe de Lyot et centré sur $23 \mu m$, est dédié à l'étude des silicates froids des disques circumstellaires. Les positions de ces filtres sur le spectre d'une planète de type Jupiter de température $T=500$ K sont représentées sur la figure II.2.1 droite.

Le choix des coronographes s'est fait lors de la conception de l'instrument parmi les coronographes existant alors. Plusieurs candidats étaient en concurrence ; la décision s'est prise en prenant en compte des critères de performances, notamment sur la capacité du coronographe à détecter des exoplanètes très proches de leur étoile. Deux candidats restaient en lice : le 4QPM et le CIA, tous deux très performants. Le premier l'a emporté pour des raisons de simplicité. Le germanium ne transmettant pas au-delà de $16 \mu m$, il ne pouvait être utilisé pour réaliser un 4QPM à $23 \mu m$; il aurait pu être remplacé par du CdTe ou du diamant, deux matériaux qui transmettent à ces longueurs d'onde mais l'utilisation d'un coronographe de Lyot leur a été préféré (ce coronographe est en outre moins sensible à la résolution spectrale de 5, qui aurait été très limitante pour un 4QPM).

Je vais maintenant présenter plus en détail les simulations réalisées [Boccaletti *et al.*, 2005] afin d'évaluer les capacités de détection d'exoplanètes avec les 4QPM de MIRI.

II.2.1 Description des simulations coronographiques

Pour pouvoir évaluer précisément la détectabilité sur MIRI, il est nécessaire de simuler précisément le système complet en prenant en compte toutes les caractéristiques de l'instrument, notamment l'ensemble des défauts qui vont venir limiter ses performances.

Les simulations des coronographes de MIRI incluent toutes les limitations observationnelles (forme de la pupille, aberrations, défauts d'alignement, défocalisation,...). Cependant, elles ne prennent pas en compte les limitations intrinsèques des composants à savoir les imprécisions sur l'épaisseur de marche et sur la largeur de la transition. Or ces effets peuvent limiter les performances du 4QPM. J'étudie leur niveau afin de vérifier s'ils sont critiques dans le cas spécifique de MIRI.

II.2.1.1 Les performances théoriques et les limitations intrinsèques du coronographe de phase à quatre quadrants

Les composants choisis pour MIRI sont tous monochromatiques. Comme je l'ai déjà présenté dans la partie I, le déphasage est créé par une marche d'épaisseur e ; dans le cas d'un composant en transmission, il vaut :

$$\phi = \frac{2\pi(n-1)e}{\lambda} \quad (\text{II.2.1})$$

avec n l'indice du matériau et λ la longueur d'onde considérée. Or cet indice varie en fonction de la longueur d'onde d'utilisation et de la température de fonctionnement (qui sera de 15 K dans MIRI). Il faut donc le connaître à la température de test et à 15 K afin de pouvoir extrapoler les résultats. Riaud *et al.* [2003] définit la limitation de la réjection totale du coronographe, lorsque la longueur d'onde utilisée est λ au lieu de λ_0 par :

$$\tau = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\lambda}{\lambda - \lambda_0} \right)^2 \quad (\text{II.2.2})$$

Pour atteindre une réjection supérieure à 2000, une précision inférieure à 1.4 % de la longueur d'onde doit être atteinte (ou, de façon équivalente, une précision de 1.4 % sur l'épaisseur de marche). En intégrant dans une bande passante $\Delta\lambda = \lambda/R$, le taux de réjection totale est alors de [Riaud *et al.*, 2003] :

$$\tau = \frac{48}{\pi^2} R^2 \quad (\text{II.2.3})$$

Or, dans le cas de MIRI, la résolution des filtres est de 20 donc le composant ne sera pas parfait. La figure II.2.2 représente le comportement théorique en fonction de λ du 4QPM parfait ainsi que la largeur spectrale du filtre.

Dans le cas de MIRI, la réjection du coronographe peut en principe atteindre 2000.

Un autre paramètre à prendre en compte est la précision de gravure (ou de dépôt). Deux facteurs interviennent : la précision dans la profondeur de gravure et la largeur des transitions.

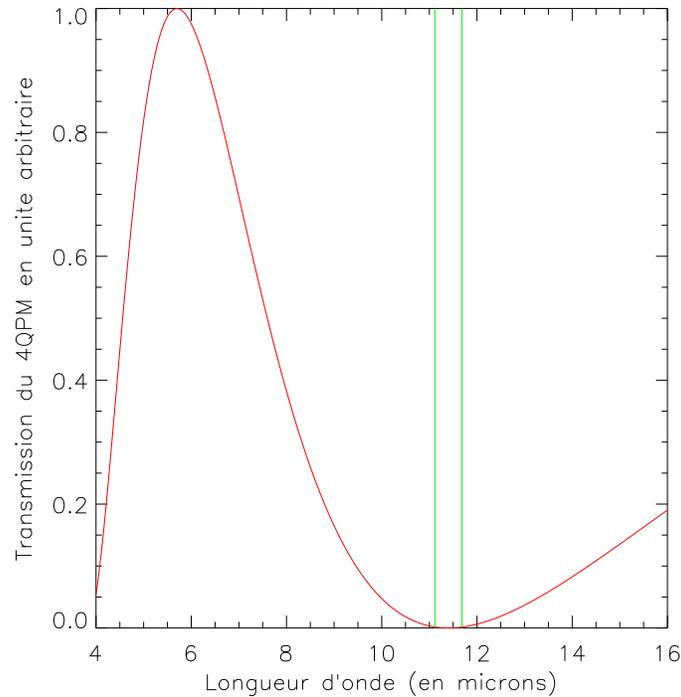


FIG. II.2.2 – Simulation du spectre de transmission d’un 4QPM centré à 11.4 microns. Les barres verticales vertes représentent la largeur spectrale du filtre sur MIRI.

Dans les simulations de MIRI, cette transition est considérée comme infiniment fine. Or, la photographie II.5.1 montre que ce n’est pas le cas : les axes ne sont pas parfaitement alignés et la transition au centre n’est pas exactement jointive.

De façon empirique, Baudoz *et al.* [2006b] estime la réjection limite dans le cas monochromatique à :

$$\tau = 0.3W_d^{-2} \quad (\text{II.2.4})$$

où W_d est la taille moyenne du défaut exprimée en $\lambda F/D$. À 11.4 μm , la limite s’établit à 3900 pour le rapport $F/D = 20$ du JWST et un défaut de 2 μm .

Les spécifications sur les masques coronographiques (erreur sur l’épaisseur de la marche, défauts dans la transition) ont été définies afin que les performances des composants ne limitent pas du tout la détectabilité sur MIRI. Dans la mesure où ces spécifications ont été effectivement atteintes, je ne les simulerai par conséquent pas dans l’étude générale des performances des coronographes de MIRI.

II.2.1.2 Principe de la simulation coronographique

J'étudie maintenant les facteurs limitants dans MIRI et la réjection qui peut être atteinte. Pour ce faire, intéressons-nous à la figure II.2.3, décrivant le principe général du système coronographique sur MIRI et regardons chacun des éléments.

La géométrie du miroir du JWST est le premier facteur à prendre en compte : les segments et la présence d'une obstruction centrale vont fortement limiter les performances du coronographe. Outre cette géométrie, les défauts de phase sont aussi considérés : défauts de polissage, pistons et tip-tilts résiduels entre les segments, défocalisation de MIRI par rapport au plan focal du JWST, défauts de pointage ou *jitter*. On peut voir l'ensemble de ces défauts sur la pupille d'entrée de la figure II.2.3. Ce miroir constitue la pupille d'entrée de l'instrument. Les valeurs des paramètres sont détaillées dans le tableau II.2.1.

Paramètres	Caractéristiques
Segments	18 hexagones (obstruction de 20 %)
Jitter	7 mas RMS
Décalage de la pupille	3.8 %
Aberrations basses fréquences (entre 0 et 5 cycles)	104 nm RMS
Défocalisation	0.7 mm
Aberrations moyennes fréquences (entre 5 et 35 cycles)	58 nm RMS
Aberrations hautes fréquences (au-delà de 35 cycles)	17 nm RMS

TAB. II.2.1 – Paramètres pris en compte pour simuler la pupille d'entrée de MIRI.

Le passage d'un plan pupille au plan image se fait, idéalement, par transformée de Fourier. En simulation, cela nous est impossible ; on réalise des transformées de Fourier rapides ("Fast Fourier Transforms" - FFT), version discrétisée et dont le temps de calcul est optimisé de la transformée de Fourier. La seule précaution à prendre consiste à utiliser des tableaux suffisamment grands (échantillonnés à une fréquence supérieure à la fréquence de Nyquist) pour limiter les effets de repliement lors du calcul des FFT. L'échantillonnage choisi est ici de 2.3 pixels par élément de résolution.

L'amplitude complexe obtenue (dont le module au carré correspond à la PSF du JWST) est alors injectée dans le coronographe. Le masque coronographique considéré par la suite est un 4QPM parfait monochromatique centré à $11.4 \mu m$.

Dans le plan pupille suivant, se trouve le diaphragme de Lyot. Ce diaphragme, comme c'est le cas dans tout système coronographique, a pour objectif de réduire l'impact de la lumière diffractée par le système optique. On voit, sur la figure II.2.3, la lumière au niveau du plan pupille coronographique avant passage par le diaphragme de Lyot. Pour déterminer la forme de ce diaphragme de Lyot, il faut trouver un compromis entre contraste et atténuation d'un compagnon hors axe à une position d'intérêt. Il existe une taille optimale du diaphragme qui vérifie ces deux conditions : obtenir le contraste le meilleur tout

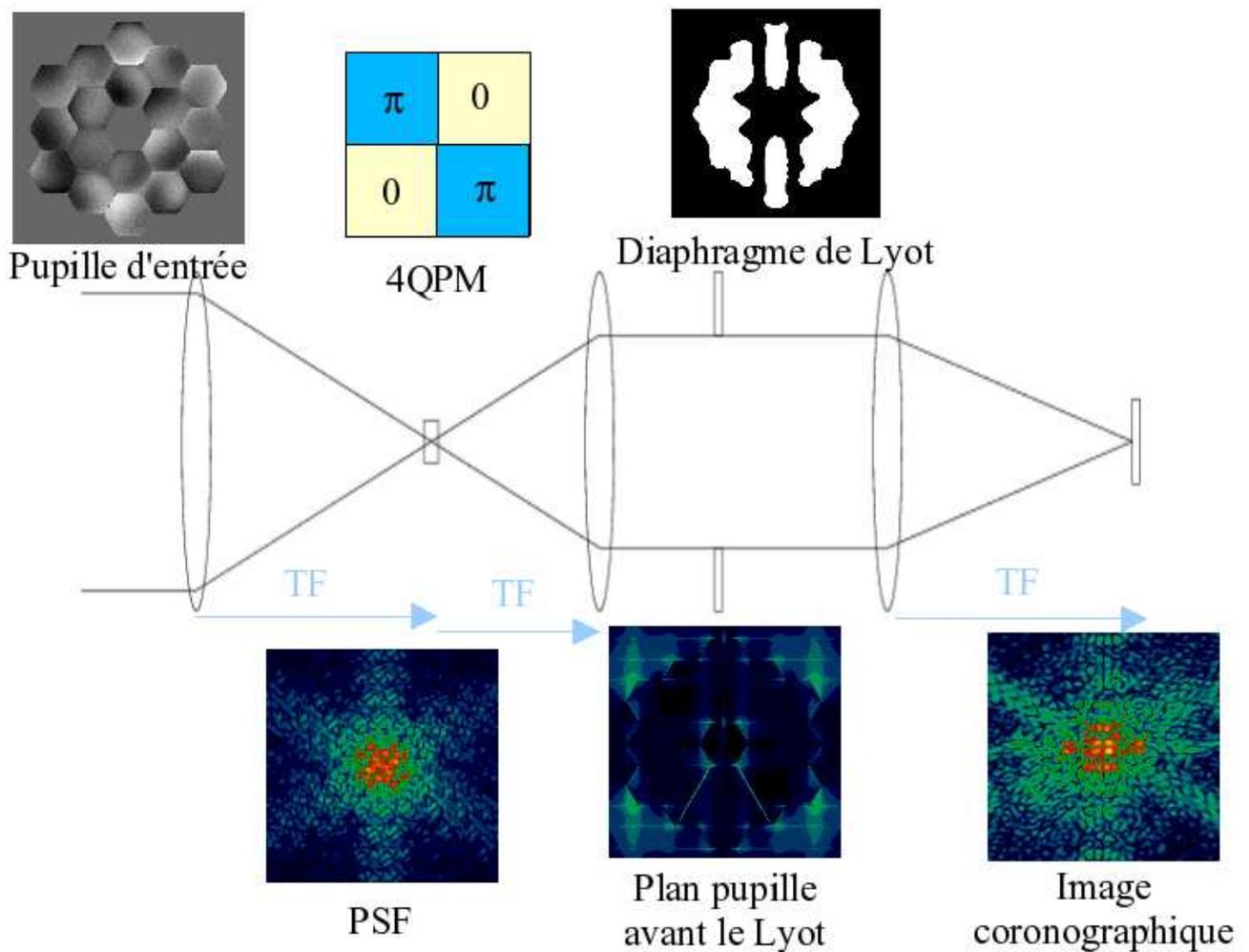


FIG. II.2.3 – Principe du système coronographique de MIRI. Au-dessus du système sont représentés, de gauche à droite, la pupille d'entrée de MIRI, le masque coronographique et le diaphragme de Lyot optimisé ; au-dessous, les PSF, le plan pupille avant le passage par le diaphragme de Lyot et l'image coronographique. Les images n'ont pas la même échelle d'intensité ; en outre, elles sont représentées à la puissance 0.2.

en ayant une perte de flux minimale pour un objet hors-axe [Boccaletti *et al.*, 2005]. Le diaphragme utilisé (figure II.2.3) a une transmission de 60 %. Les défauts d’alignement de ce diaphragme sont aussi considérés dans la simulation.

Enfin, une dernière transformée de Fourier permet d’obtenir l’amplitude complexe dans le plan du détecteur ; l’image coronographique en sera simplement le module au carré.

L’image obtenue est une image exempte de tout bruit autre que le bruit de speckles. Les bruits de photons, de lecture ainsi que le rayonnement du fond sont alors introduits pour calculer les rapports de signal-à-bruit.

Avec la pupille aberrée décrite, mais sans bruit, la réjection obtenue sur le maximum est de 458 et la réjection totale (définie dans l’équation I.2.7) est de 37.

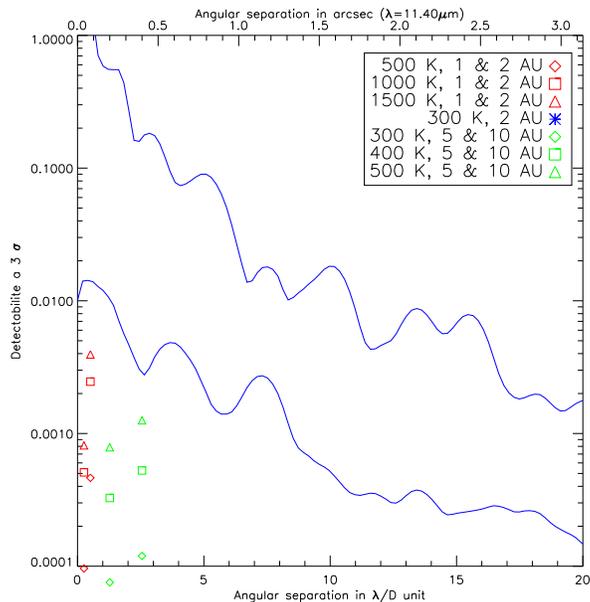


FIG. II.2.4 – Détectabilité sur MIRI. La courbe bleue du haut représente la PSF de MIRI, celle du bas représente le seuil de détectabilité à 3σ dans le cas d’un profil coronographique. Les points représentent des planètes fictives de différentes températures (de 300 à 1500 K) à des séparations angulaires différentes de 1 à 10 UA.

Ces valeurs, quoique élevées (pour comparaison, voir les performances atteintes à ce jour sur le ciel dans la partie I.2.2.4), ne sont pas suffisantes pour détecter un nombre suffisant de planètes extrasolaires en se limitant à l’observation directe. Un exemple pour une étoile de type G0V située à 10 pc est représenté sur la figure II.2.4. La courbe bleue du bas représente la limite de détection coronographique à 3σ . Les planètes qui sont représentées sont des planètes théoriques à différentes températures et orbites ; celles situées au-dessus seraient détectables, les autres non. Le niveau de détectabilité est insuffisant d’environ une magnitude pour pouvoir détecter des planètes de type Jupiter autour d’une étoile G0V. Une autre étape doit par conséquent être ajoutée pour améliorer encore la limite de détection.

II.2.1.3 Étude du rapport signal-à-bruit

Comme nous l'avons vu dans la partie I, il existe un certain nombre de techniques pour réduire le bruit de speckles après un coronographe. Sur MIRI, aucune technique embarquée n'est prévue en aval du système coronographique. Il est cependant possible d'utiliser des méthodes d'imagerie différentielle.

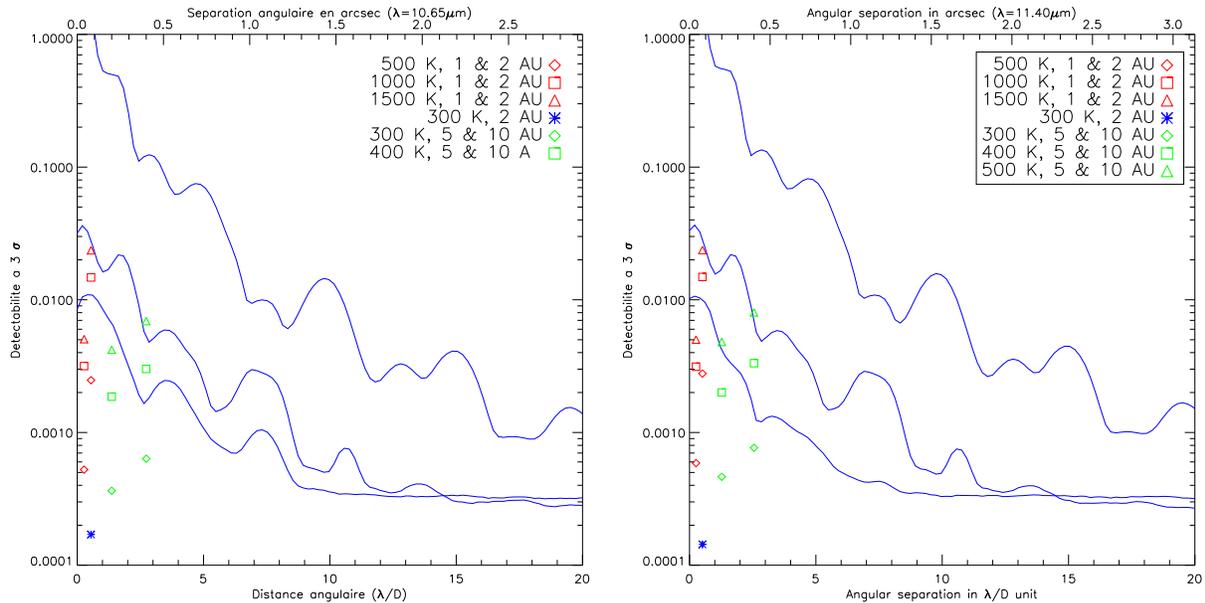


FIG. II.2.5 – Détectabilité sur MIRI. Les courbes bleues représentent le seuil de détectabilité à 3σ . La courbe du haut est le profil de la PSF, celle du milieu le profil coronographique et celle du bas le résidu après soustraction. Les points représentent des planètes de différentes températures (de 300 à 1500 K) à des séparations angulaires différentes de 1 à 10 UA. Le graphique de gauche représente le résidu coronographique issu de la soustraction de l'image coronographique à $11.4 \mu\text{m}$ par celle à $10.65 \mu\text{m}$. Le graphique de droite représente le résidu après soustraction de l'image coronographique de l'étoile-cible à celle de l'étoile de référence.

Les seules données que nous récupérons sur MIRI sont des données photométriques à des longueurs d'onde différentes. J'ai donc étudié deux types de calibration : l'utilisation de deux longueurs d'onde et l'utilisation d'une étoile de référence. Ces deux techniques peuvent être utilisées indépendamment ou associées.

Pour que l'utilisation de deux longueurs d'onde soit intéressante, il est nécessaire d'être dans un cas où la planète est très contrastée mais où l'étoile l'est peu. Il faut donc se placer dans une bande d'absorption de la planète pour un filtre et à côté dans l'autre. La figure II.2.1 nous montre que les deux filtres coronographiques intéressants dans ce cas sont ceux à 10.65 et 11.40 microns respectivement, dans et à côté de la bande d'absorption de l'ammoniac. J'ai donc étudié le niveau de détectabilité en utilisant deux poses coronographiques

d'une heure soustraites l'une à l'autre. Dans le cas de MIRI, nous ne faisons pas d'imagerie simultanée (comme dans SPHERE par exemple); cependant, comme nous sommes dans l'espace, les défauts différentiels entre les deux images sont moindres (différence de pointage, différence de bruit de lecture et photons). Le résultat est représenté sur la figure II.2.5 gauche. Le gain est conséquent par rapport à la détectabilité sans soustraction, gain qui nous permet de détecter des exoplanètes, non visibles sans soustraction : celle de 1500 K à 1 UA, celles de 1000 et 1500 K à 2 UA et celles de plus de 300 K à 10 UA.

La dernière technique, celle qui a été retenue, consiste à soustraire à une image coronographique de l'étoile cible une autre image coronographique obtenue sur le même type d'étoile (même type spectral notamment). Là encore, les images sont faites séquentiellement. Le résultat est représenté sur la figure II.2.5 droite. Le gain sur la courbe de détectabilité est évident. Un autre atout est que le contraste des planètes est plus grand (il n'y a pas de soustraction entre les flux à deux longueurs d'onde). On note que dans ce cas, un certain nombre de planètes sont détectables : en plus de celle détectables en utilisant la soustraction à deux longueurs d'onde, on pourrait aussi détecter une planète de 500 K à 5 UA. Cette calibration se fait en utilisant de préférence une étoile de référence du même type spectral que l'étoile cible. Néanmoins à ces longueurs d'onde, les spectres des étoiles ne possèdent que très peu de raies, à l'exception des étoiles les plus froides (étoiles M tardives et étoiles L) et une étoile d'un autre type spectral peut être utilisée pour servir d'étoile de référence.

II.2.2 Application à la détection d'exoplanètes par coronographie

II.2.2.1 Méthodologie

Comme nous l'avons vu, sur des planètes de type Jupiter, notamment en moyen infrarouge, le flux détectable est pour majeure partie issue du flux thermique de la planète. Je néglige donc, dans cette étude, le flux réfléchi par la planète. Les spectres des planètes sont ceux décrits dans Allard *et al.* [2001]. Pour connaître les flux émis par les planètes, il est nécessaire de connaître leur température effective. Or Burrows *et al.* [1997] montre qu'elle est très fortement corrélée à son âge (figure II.2.6) ce qui traduit simplement la constante de temps d'évacuation de l'énergie de contraction gravitationnelle transformée en chaleur durant l'accrétion.

Les caractéristiques stellaires utilisées dans la simulation sont :

- le type spectral, qui permet de déterminer le corps noir correspondant,
- la distance, qui, avec le type spectral, sert à calculer le flux de l'étoile,
- l'âge, qui permet de calculer la température du compagnon.

Je vais tout d'abord établir la liste des étoiles d'intérêt pour cette étude avant d'estimer leurs âges. La dernière étape consistera à introduire les caractéristiques des étoiles et des planètes dans la simulation afin d'en étudier la détectabilité.

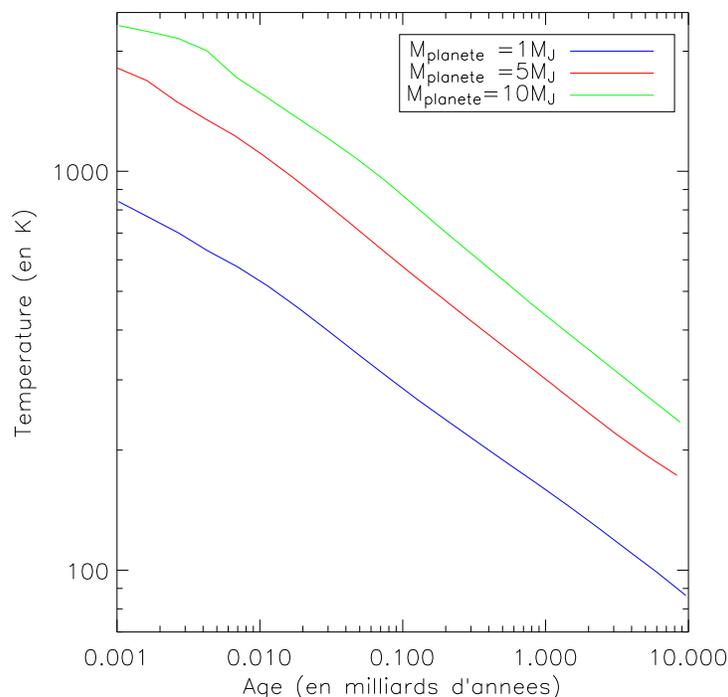


FIG. II.2.6 – Lien entre la température d’une planète et son âge pour des planètes de 1, 5 et 10 M_J (courbe tracée d’après les données présentes dans Burrows *et al.* [1997]).

II.2.2.2 Catalogue d’étoiles

J’ai limité notre étude aux étoiles naines de type F à L situées à moins de 20 pc du Soleil.

La majorité des sources ont été trouvées dans le catalogue Hipparcos. Le choix s’est fait sur la photométrie de l’étoile en V ainsi que sur la différence B-V. Cependant ce catalogue n’est complet “que” jusqu’à une magnitude V de 10.5 (ce qui correspond environ à une naine de type K6 à 20 pc). Pour compléter les données, j’ai utilisé le catalogue 2MASS (notamment pour obtenir les données photométriques, les distances n’étant pas fournies dans ce catalogue).

Pour les types tardifs, j’ai utilisé les données de Cruz *et al.* [2003] qui regroupent les naines froides (de type M7 à L8) découvertes à moins de 20 pc (environ 250 étoiles).

Les références des binaires ont pour la plupart été trouvées dans le catalogue CCDM [Dommanget et Nys, 2002]. Ces binaires n’ont pas été retirées de l’échantillon étudié (alors que la présence de binaires peut limiter la détection si elles sont très proches l’une de l’autre).

II.2.2.3 Détermination des âges

II.2.2.3.1 Tables où l'âge est donné

Dans VizieR (<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>), il existe un certain nombre de tables fournissant directement l'âge de l'étoile. Cet âge est, en fonction des catalogues, calculé par différentes méthodes qui peuvent être complémentaires. Cette complémentarité ainsi que les biais et les domaines de validité sont analysés dans Lachaume *et al.* [1999].

Les catalogues de Nordström *et al.* [2004]; Marsakov et Shevelev [1995]; Ibukiyama et Arimoto [2002] calculent les âges des étoiles à partir des âges isochrones. L'âge est calculé de la façon suivante : les étoiles sont positionnées sur le diagramme HR, en utilisant leur température effective, la magnitude V et leur métallicité. Néanmoins, ce dernier élément est une donnée difficile à connaître et sur laquelle il y a beaucoup d'incertitudes. L'âge ainsi que la masse des étoiles est alors calculé par interpolation entre les isochrones théoriques. Cette technique ne peut être utilisée que pour des étoiles ayant évolué suffisamment dans la séquence principale car les isochrones convergent vers la séquence principale d'âge zéro (ZAMS : zero age main sequence). Les étoiles jeunes sont donc exclues de cette étude ainsi que les G et K qui restent longtemps sur la ZAMS et pour lesquelles la détermination de l'âge serait très imprécise.

Feltzing *et al.* [2001] utilise le code d'évolution de Hurley *et al.* [2000]. Ce code détermine l'âge de l'étoile à partir de sa métallicité, de sa masse, de sa température et de modèles analytiques.

Dans le catalogue fait par Lambert et Reddy [2004], les étoiles sont replacées dans le diagramme HR puis leur âge est déterminé en utilisant le modèle fourni par Girardi *et al.* [2000].

J'ai aussi utilisé la base de données de TPF où les âges (parfois, seulement les limites supérieure ou inférieure) sont déterminés à partir de l'activité chromosphérique des étoiles, à partir de la valeur de R'_{HK} qui représente le rapport de l'émission de la chromosphère à l'intérieur des raies H et K du calcium II sur l'émission bolométrique totale de l'étoile ; son calcul est expliqué dans Noyes *et al.* [1984].

II.2.2.3.2 Autres techniques utilisées

Cependant, il n'existe pas, à ma connaissance, des catalogues d'âge pour toutes les étoiles.

De nombreux articles [Henry *et al.*, 1996; Rocha-Pinto et Maciel, 1998; Gray *et al.*, 2003; Wright *et al.*, 2004] ont déterminé l'activité chromosphérique des étoiles. La formule de Donahue, reprise dans Henry *et al.* [1996], permet alors de déterminer l'âge de l'étoile. Cette activité chromosphérique dépend de la différence B-V et n'est calibrée que pour $0.44 < B - V < 0.9$.

Chabrier *et al.* [2000] présente un modèle d'atmosphère "non gris" dans lequel, à partir des magnitudes en J et en K, il estime l'âge pour les naines M tardives et pour les étoiles L (pour des masses stellaires inférieures à $0.124 M_{\odot}$).

Une autre technique pour déterminer l'âge d'une étoile est d'utiliser sa métallicité. L'âge indiqué ne correspond qu'à une limite supérieure et n'est valide que pour une métallicité comprise entre -0.35 et 0.15. Cette donnée est présente dans Saffe *et al.* [2005]. Bonfils *et al.* [2005] la détermine pour les étoiles M à partir des magnitudes V et K. Les autres métallicités ont été trouvés dans Cayrel de Strobel *et al.* [1997]; Haywood [2001].

II.2.2.4 Résultats

À partir des âges calculés, on peut alors, à l'aide des modèles de Burrows *et al.* [1997], estimer la température de la planète autour de l'étoile considérée (voir la figure II.2.6). Ainsi, une planète de $10 M_J$ de 10 millions d'années a une température d'environ 1540 K alors que cette température chute à 235 K pour une planète de 8.8 milliards d'années.

Il est alors possible de calculer les rapports signal-à-bruit que l'on peut obtenir avec MIRI. On n'étudie que les planètes de type Jupiter :

- de masse 1, 5 ou $10 M_J$;
- situées à 1, 2, 5 ou 10 unités astronomiques de leur étoile.

On considère que ces planètes se sont formées en même temps que l'étoile à laquelle elles sont liées et donc qu'elles ont le même âge.

II.2.2.4.1 Échantillon des étoiles proches

L'ensemble de l'échantillon considéré comporte 1209 étoiles. La figure II.2.7 présente le type spectral en fonction de la distance. La couleur de chaque étoile représente son âge selon une échelle logarithmique : plus la couleur est proche du noir, plus la planète est chaude et a par conséquent de chances d'être détectable.

Au-delà des étoiles de type M5, l'échantillon est beaucoup plus clairsemé : ces étoiles ont encore été peu détectées et caractérisées : par exemple, la base de données des étoiles L (http://ldwarf.ipac.caltech.edu/archive/l_list_html.php) comporte 491 étoiles mais seules 50 sont à une distance connue.

L'âge a été estimé pour 896 étoiles. Les données les plus lacunaires portent sur les étoiles les plus froides, pour lesquelles peu de modèles existent et pour lesquelles beaucoup de données sont manquantes.

II.2.2.4.2 Statistique de détectabilité

Les courbes II.2.8, II.2.9, II.2.10 ont pour objectif de mettre en évidence l'influence des différents paramètres de la simulation : distance de l'étoile par rapport à nous, type spectral de l'étoile, température de la planète, distance de la planète à l'étoile.

Toutes ces statistiques sont établies en supposant que toutes les étoiles considérées ont des planètes de type Jupiter ce qui est loin d'être le cas (Greaves *et al.* [2007] prédit une fréquence de 1 % pour les planètes de type Jupiter chaud et de 8 % pour les planètes de type Jupiter froid.).

II.2.2.4.2.1 Statistiques générales

La probabilité de détection d'une planète de $10 M_J$ autour des étoiles de notre échantillon est de 15.3 %. Cependant, cette probabilité varie fortement en fonction du type spectral de l'étoile. Pour les étoiles les plus chaudes (les types F et G), cette probabilité n'est plus que de 3.5 % alors qu'elle atteint plus de 22 % pour les étoiles plus froides pour lesquelles le contraste étoile-planète est beaucoup plus favorable (Par exemple, à $10 \mu\text{m}$, il y a 2.5 magnitudes d'écart entre une étoile de type G2V et une étoile de type M2V).

Type spectral		F0	F1	F2	F3	F4	F5	F6	F7	F8	F9	Total
Planètes												
Nombre d'étoiles		3	1	3	1	1	14	9	10	10	11	63
1 M_J		0										
5 M_J		0										
10 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	10 UA	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1

TAB. II.2.2 – Nombre d'étoiles de type F de notre échantillon et nombre de planètes détectables autour de ces étoiles en fonction de leur masse et de leur distance angulaire.

Type spectral		G0	G1	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8	G9	Total
Planètes												
Nombre d'étoiles		27	11	9	8	4	24	4	2	21	2	112
1 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	10 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1
5 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1
	10 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1
10 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
	5 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	2
	10 UA	1	0	1	0	0	1	0	0	1	1	5

TAB. II.2.3 – Nombre d'étoiles de type G de notre échantillon et nombre de planètes détectables autour de ces étoiles en fonction de leur masse et de leur distance angulaire.

Les tableaux II.2.2 à II.2.5 font la liste des planètes détectables autour des étoiles en fonction de leur type spectral mais aussi de la masse de la planète et de sa distance à l'étoile.

On y voit plus quantitativement les résultats que j'ai donnés précédemment, à savoir que

Type spectral		K0	K1	K2	K3	K4	K5	K6	K7	K8	K9	Total
Planètes												
Nombre d'étoiles		30	20	38	31	24	79	0	45	1	0	268
1 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	10 UA	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1
5 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	2	1	0	0	1	0	0	0	0	0	4
	10 UA	2	3	1	0	2	1	0	0	0	0	9
10 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	2	3	0	0	2	1	0	0	0	0	8
	10 UA	5	3	5	3	4	11	0	2	0	0	33

TAB. II.2.4 – Nombre d'étoiles de type K de notre échantillon et nombre de planètes détectables autour de ces étoiles en fonction de leur masse et de leur distance angulaire.

les planètes sont d'autant plus facilement détectables que les étoiles sont peu lumineuses. Étudions cette répartition en fonction de la distance de l'étoile.

II.2.2.4.2 Détectabilité et distance de l'étoile

La répartition des planètes en fonction de la distance de l'étoile et de son type spectral (figure II.2.8) est à comparer avec la statistique globale des étoiles (figure II.2.7). De nouveau, le niveau de détection des planètes autour des étoiles de types F et G est très faible et seules 6.5 % des planètes à 5 UA de leur étoile peuvent être détectées.

À 1 UA, la détectabilité d'exoplanètes de type Jupiter par MIRI est marginale à l'exception notable des planètes autour d'étoiles de type L. Dans ce cas, 47 % des planètes de 10 M_J à 1 UA sont détectables et 19 % des planètes de 5 M_J . Ceci a deux explications. Comme je l'ai déjà mentionné, ces étoiles ne sont que faiblement lumineuses donc le contraste avec leur planète est plus faible. De plus, on remarque sur la figure II.2.7 que la moitié de ces étoiles ont moins d'un milliard d'années ; c'est donc autour de ces étoiles que les planètes sont le plus facilement détectables.

II.2.2.4.2.3 Détectabilité en fonction du type spectral

La figure II.2.9 représente les capacités de détection en fonction du type spectral de l'étoile. Y sont superposés les pourcentages de détectabilités des planètes de 10 M_J , 5 M_J et 1 M_J ; cette superposition sous-entend que si l'on est capable de détecter une planète de petite masse, les planètes d'une masse supérieure le seront aussi (car elles sont, d'après les modèles présentés dans II.2.6, plus chaudes).

Autour d'une étoile de type K0, 16 % des planètes de 10 M_J , 6.7 % des planètes de 5 M_J sont détectables à 10 UA. En outre, plus le type est tardif, plus les planètes de petite masse sont détectables.

Type spectral		M0	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8	M9	Total
Planètes												
Nombre d'étoiles		70	75	95	105	46	2	3	0	2	1	399
1 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
	10 UA	0	0	1	3	1	0	0	0	0	0	5
5 M_J	1 UA	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1
	5 UA	0	0	0	4	2	0	0	0	1	1	8
	10 UA	1	0	1	6	3	0	0	0	1	1	13
10 M_J	1 UA	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	2
	5 UA	2	0	0	6	6	1	1	0	1	1	18
	10 UA	5	3	8	22	23	1	2	0	2	1	67

TAB. II.2.5 – Nombre d'étoiles de type M de notre échantillon et nombre de planètes détectables autour de ces étoiles en fonction de leur masse et de leur distance angulaire.

Ces courbes sont à rapprocher des tableaux II.2.2 à II.2.6. Le pourcentage qui apparaît sur le graphique n'est représentatif que dans le cas où le nombre d'étoiles d'un type donné est suffisant (ce qui n'est par exemple pas le cas des étoiles de type G9 ou M9).

Pour résumer, 1.59 % des planètes de 10 M_J à 10 UA sont détectables autour des étoiles de type F, 4.4 % autour des G, 12.3 % autour des K, 16.8 % autour des M et 58.5 % autour des L.

II.2.2.4.2.4 Détectabilité en fonction de la température

Enfin, je me suis intéressée à la détectabilité des planètes de 10 et 1 M_J en fonction de leur température (figure II.2.10). On y voit nettement l'augmentation du niveau de détectabilité avec la température. La température étant directement liée à l'âge de l'étoile hôte (plus une planète est jeune plus elle est chaude), cette tendance est cohérente avec les résultats obtenus sur la figure II.2.8, à savoir que les étoiles les plus jeunes ont des planètes plus facilement détectables.

Cependant, certaines irrégularités sont présentes car les âges, donc les températures, ne sont pas équitablement répartis entre 0 et 15 milliards d'années; ainsi, par exemple, seules 2 planètes de 10 M_J de notre échantillon ont une température comprise entre 700 et 800 K. De même, la plupart des planètes de 1 M_J ont une température comprise entre 100 et 200 K (89 %), température pour laquelle seule 1 planète est détectable (ce qui ne représente que 0.1 % et qui n'apparaît donc pas sur le diagramme). Ces courbes montrent également que la plupart des planètes ont une température trop faible pour être détectées.

II.2.2.5 Conclusion

En utilisant une simulation complète de MIRI, j'ai estimé ses capacités de détection des exoplanètes géantes autour des étoiles proches. Pour ce faire, j'ai tout d'abord utilisé des

Type spectral		L0	L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8	L9	Total
Planètes												
Nombre d'étoiles		0	9	5	9	5	11	7	3	4	0	53
1 M_J	1 UA	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5 UA	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	2
	10 UA	0	4	1	2	0	0	0	0	0	0	7
5 M_J	1 UA	0	6	2	2	0	0	0	0	0	0	10
	5 UA	0	9	5	8	1	2	0	0	0	0	25
	10 UA	0	9	5	8	1	2	0	0	1	0	26
10 M_J	1 UA	0	9	5	8	1	2	0	0	0	0	25
	5 UA	0	9	5	8	3	4	0	0	1	0	30
	10 UA	0	9	5	8	3	5	0	0	1	0	31

TAB. II.2.6 – Nombre d'étoiles de type L de notre échantillon et nombre de planètes détectables autour de ces étoiles en fonction de leur masse et de leur distance angulaire.

codes complets de simulation de MIRI, en prenant en compte les limitations de ce système, à savoir celles dues aux aberrations et aux instabilités du système, ainsi que la forme de la pupille d'entrée du JWST. Ces caractéristiques, notamment l'obstruction centrale, limitent la réjection sur le maximum de MIRI à 458, sans prendre en compte le décalage de la pupille et à 316 si ce décalage est de 2.5 %.

J'ai ensuite recherché l'ensemble des étoiles situées à moins de 20 pc de nous ainsi que leurs âges et leurs caractéristiques. Outre l'apport pour MIRI, ce travail m'a aussi permis de participer à la mise à jour de la base de données des exoplanètes <http://exoplanet.eu> de Jean Schneider.

J'ai ainsi montré que, si elles existaient, des planètes de 10 M_J à 10 UA étaient détectables autour de 15.3 % des étoiles. Ce chiffre s'effondre à 1.5 % pour des planètes de 1 M_J .

Cette étude statistique permettra la sélection des sources du programme scientifique de MIRI en fonction des critères que je viens de présenter. Ainsi, il faudra favoriser la recherche de planètes autour des étoiles de type tardif et jeunes que j'ai identifiées.

Une autre technique, qui pourra s'avérer complémentaire, est la méthode des transits que je vais étudier maintenant.

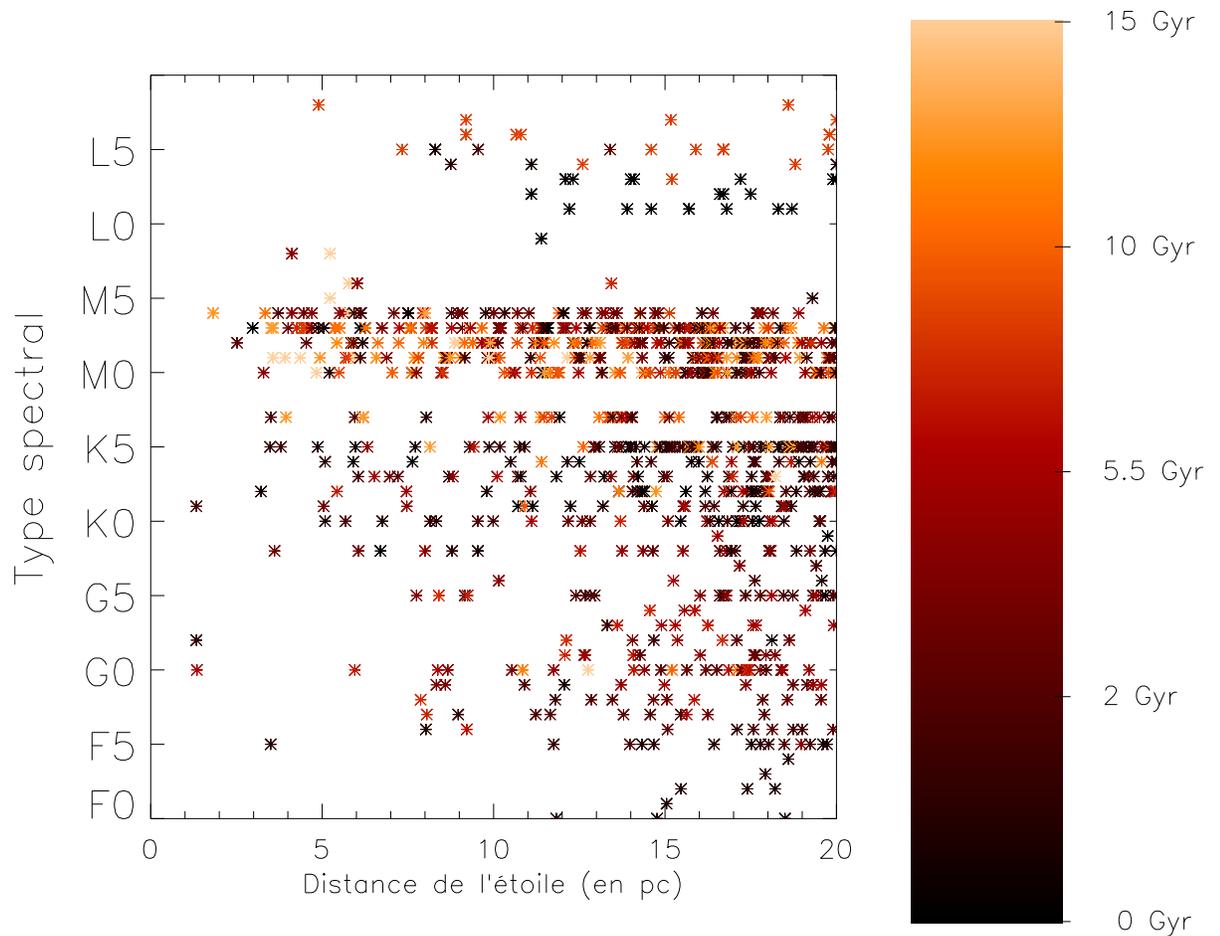
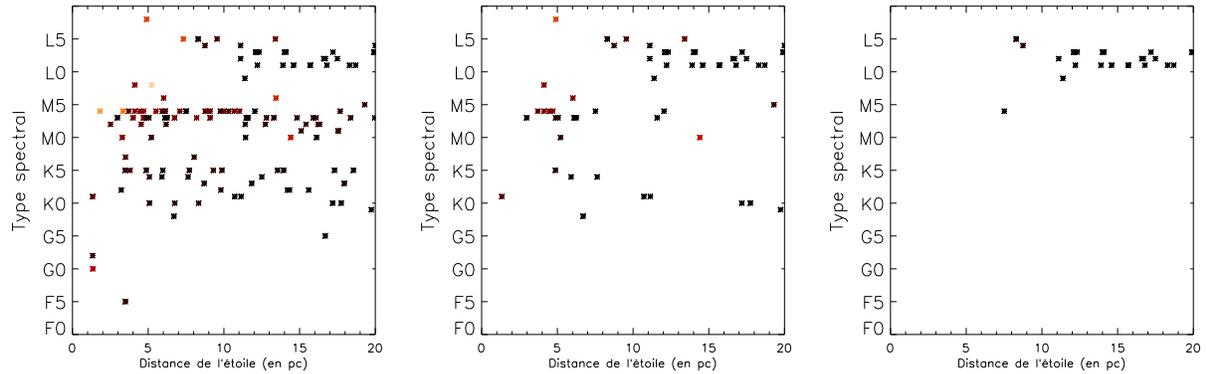
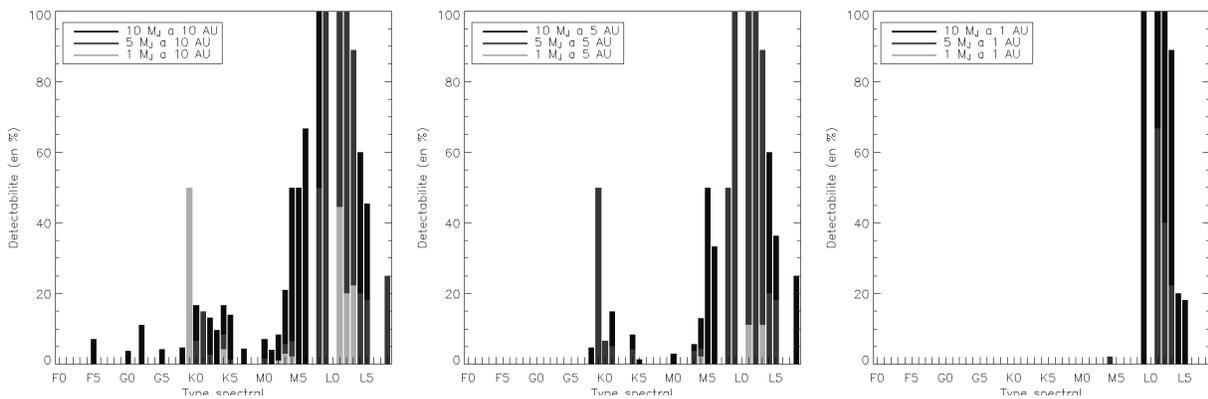


FIG. II.2.7 – Répartition des étoiles considérées en fonction de leur type spectral. Cet échantillon comporte toutes les étoiles naines situées à moins de 20 pc qui ont un type spectral compris entre les F et les L. Les planètes détectables avec MIRI sont les plus jeunes (donc les plus sombres sur les schémas) et/ou celles en orbite autour des étoiles les moins lumineuses.



(a) Planètes à 10 UA de leur étoile (b) Planètes à 5 UA de leur étoile (c) Planètes à 1 UA de leur étoile

FIG. II.2.8 – Planètes de $10 M_J$ détectables en fonction du type spectral et de la distance de l'étoile. L'échelle de couleur est la même que sur la figure II.2.7 et représente l'âge de l'étoile (les plus foncées étant les plus jeunes).



(a) Planètes à 10 UA de leur étoile (b) Planètes à 5 UA de leur étoile (c) Planètes à 1 UA de leur étoile

FIG. II.2.9 – Pourcentage de planètes détectables en fonction du type spectral de l'étoile pour des planètes de 1, 5 ou $10 M_J$ à 1, 5 et 10 UA.

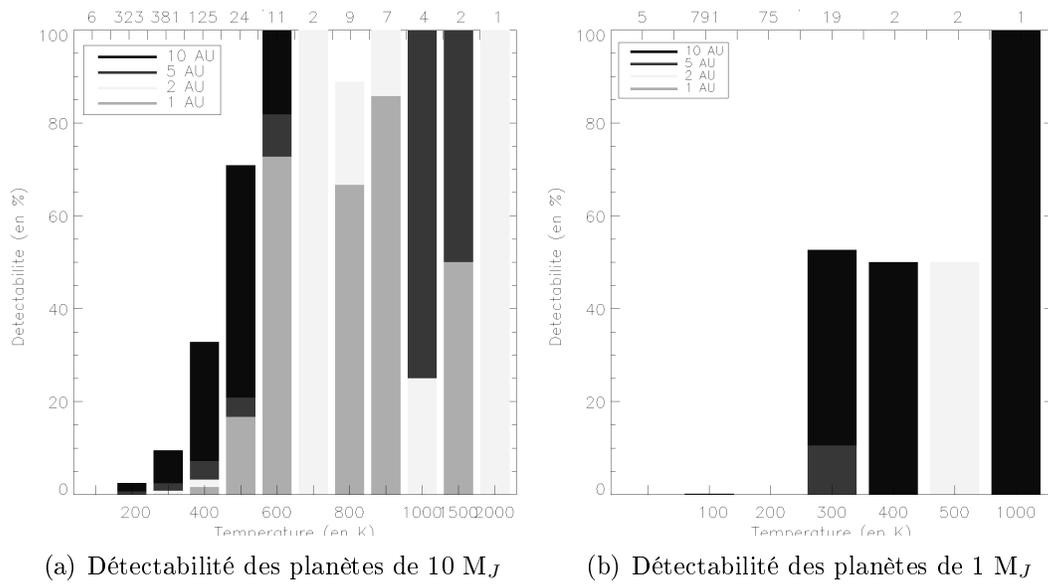


FIG. II.2.10 – Détectabilité en fonction de la température de la planète. Cette température est directement liée à l'âge de l'étoile et à la masse de la planète. Au-dessus du graphique est indiqué le nombre de planètes d'une température donnée.

Chapitre II.3

Détecter des transits avec le JWST

II.3.1 Introduction

Dans la problématique de la détection d'exoplanètes avec MIRI, j'ai montré qu'autour d'étoiles proches (voir figure II.2.5) la limite de détectabilité s'établissait, dans des cas favorables, au niveau de planètes de type Jupiter chaud donc jeunes. Il sera donc vraisemblablement quasi-impossible d'espérer détecter des planètes de masses inférieures (de type Saturne par exemple). Une solution pour pouvoir néanmoins étudier ce type de planètes est d'utiliser la méthode des transits. Dans le cas d'instruments dédiés tels CoRoT [Bordé *et al.*, 2003] qui a déjà détecté une première planète ou Kepler [Basri *et al.*, 2005] qui sera lancé fin 2008, l'intérêt est double d'étudier les transits : ce type de détection permet la détection sur un grand champ et donc d'étudier simultanément de nombreux objets mais elle permet aussi l'étude d'étoiles plus distantes que l'imagerie ou la méthode des vitesses radiales. Au contraire, les télescopes destinés à la haute résolution angulaire, comme Spitzer ou comme MIRI sur le JWST, ont des champs de vue trop étroits pour réaliser un "survey" mais ils peuvent être intéressants pour caractériser la planète car ils permettent de réaliser des spectres planétaires pour des objets déjà connus comme cela a été fait sur Spitzer (HD 189733b a été détectée par vitesse radiale [Bouchy *et al.*, 2005] et étudiée avec Spitzer [Grillmair *et al.*, 2007].) De l'eau a ainsi été détectée dans l'atmosphère d'une planète de type Jupiter [Tinetti *et al.*, 2007] ; dans ce cas, la profondeur du transit était de 2.5 %.

Ce travail s'est fait en collaboration avec Giovanna Tinetti et son étudiant, Alberto Cornia, qui ont simulé les spectres planétaires et qui ont fourni les spectres stellaires.

La figure II.3.1 présente le principe général de la mesure d'un transit. Dans un cas classique, le transit est observé sur plusieurs périodes avec des points pendant et hors du transit mais aussi pendant la baisse de luminosité (entre c1 et c2 et entre c3 et c4). Dans mon étude, je ne me suis intéressée qu'aux cas extrêmes de la mesure du flux stellaire seul (d'intensité F) et de la mesure du flux pendant le transit planétaire (le flux mesuré vaut alors $F - \Delta F$) en considérant les temps de pose cumulés pendant plusieurs transits.

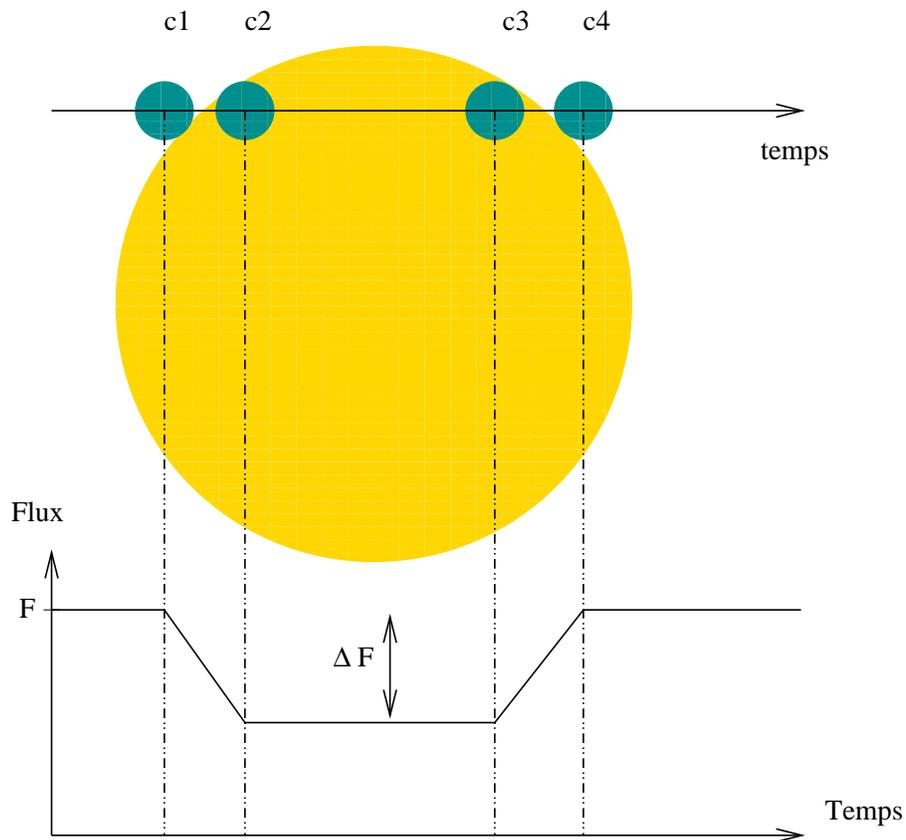


FIG. II.3.1 – Principe du transit d’une planète ayant une orbite circulaire. Les points c_1 , c_2 , c_3 et c_4 représentent respectivement les premier, second, troisième et quatrième contacts. F est le flux de l’étoile seule, ΔF représente la profondeur du transit.

II.3.2 Les cibles

Les spectres que j’ai utilisés sont représentés sur la figure II.3.2. Ils correspondent à des étoiles de types F2V (spectre de HD 128167), G2V (le spectre est celui du Soleil) et K2V (spectre d’ ε -Eridani). Je me placerai dans un cas où ces étoiles sont situées à 10 pc, 20 pc et 30 pc.

La planète simulée est une Terre primitive. L’atmosphère de cette planète, selon Tian *et al.* [2005], serait beaucoup plus riche en H_2 que celle de la nôtre. Ainsi, le modèle simule une atmosphère composée de 30 % de H_2 , de 69 % de N_2 et de 1 % d’un mélange de CO_2 , H_2O , N_2O , CH_4 et CO .

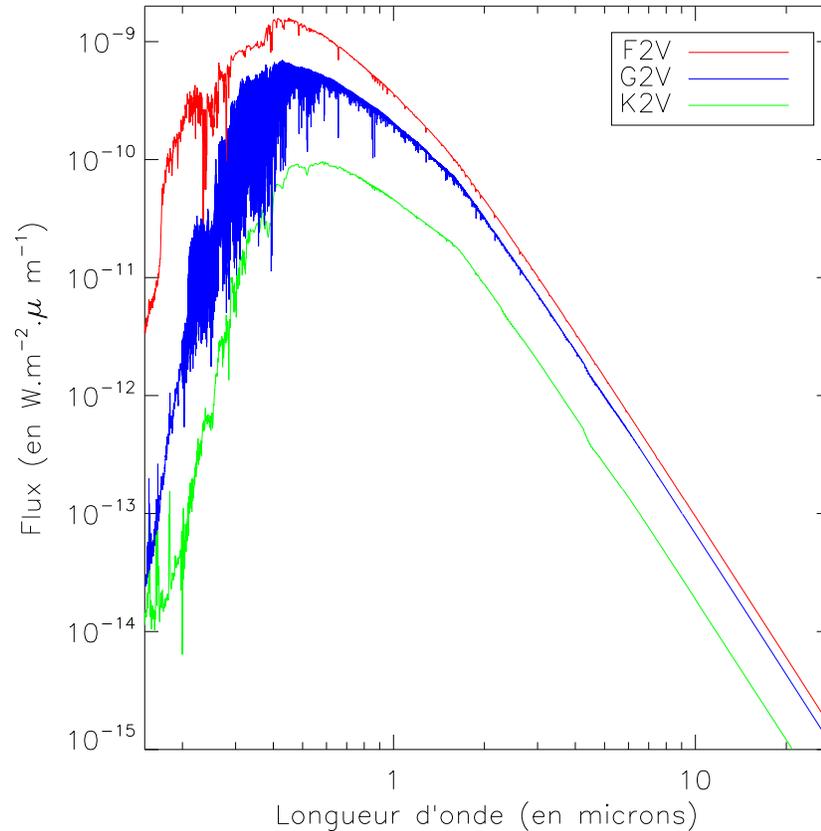


FIG. II.3.2 – Spectres des étoiles utilisées dans les simulations.

II.3.3 La simulation

Aux longueurs d'onde considérées, le spectre stellaire est proche du corps noir. Le spectre planétaire est donc beaucoup mieux résolu. J'ai donc, dans la bande spectrale considérée, interpolé les données manquantes pour l'étoile, afin de conserver la résolution la meilleure. Je calcule une image MIRI monochromatique pour chacune des longueurs d'onde considérées à l'intérieur de la bande passante. L'image finale est obtenue en sommant ces images. Afin d'obtenir une information spectrale la plus complète possible, j'étudie aussi la possibilité de me servir des filtres coronographiques, beaucoup plus étroits que les filtres d'imagerie. Dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte le diaphragme de Lyot dans les simulations car il est situé au niveau des filtres coronographiques.

Nous obtenons à cette étape les images polychromatiques représentées sur la figure II.3.3 dans les cas distincts d'une PSF du JWST et d'une PSF réalisée avec le diaphragme de Lyot. Il est à remarquer que l'image de droite n'est pas un profil coronographique car je n'utilise pas le masque coronographique.

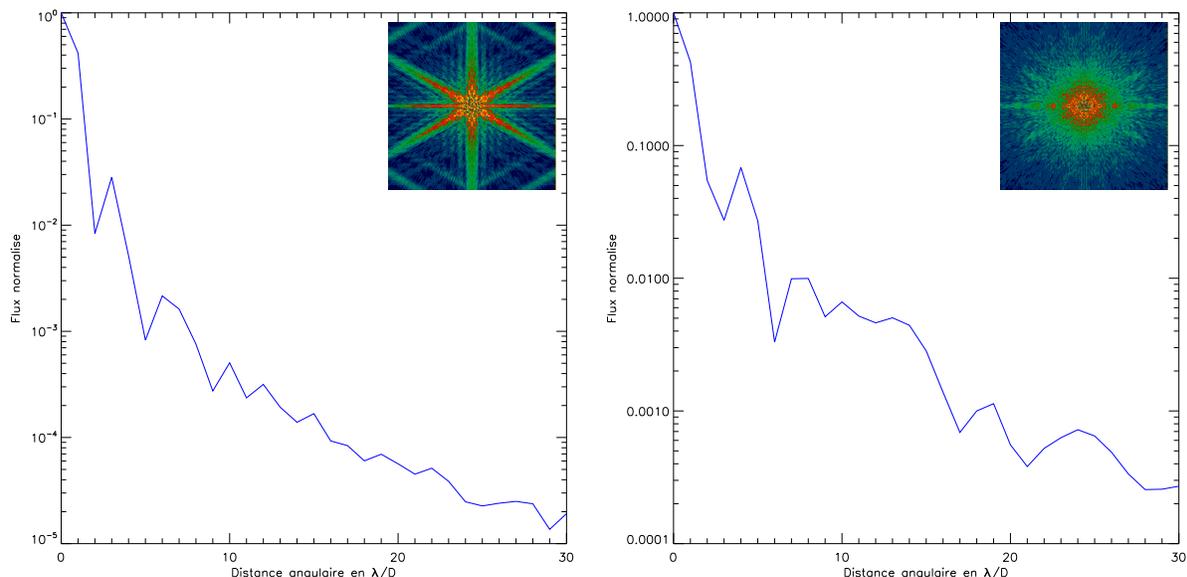


FIG. II.3.3 – Profils et images de deux PSFs utilisées dans la détection de transit : à gauche, pProfil normalisé et image d’une PSF de MIRI (à $11.3 \mu\text{m}$), à droite, profil normalisé et image d’une PSF de MIRI réalisée avec le diaphragme de Lyot (à $15.5 \mu\text{m}$).

J’ajoute alors les principaux bruits présents dans MIRI : le bruit de photons, le bruit de lecture et le bruit du fond. J’obtiens alors une image bruitée représentative de ce qui sera obtenu sur MIRI. Je n’ai pas pris en compte le jitter qui ne devrait pas être limitant dans cette étude photométrique.

À partir de cette image bruitée, je vais faire les traitements nécessaires pour extraire les données photométriques. Je soustrais donc le fond, que je calcule simplement en prenant la moyenne des pixels situés sur les bords de l’image. Pour calculer le flux dans un filtre donné, j’intègre l’énergie sur la partie centrale de la PSF, la moins bruitée, à savoir sur un disque de $2 \lambda/D$.

Les temps de pose ont été calculés pour atteindre 80 % de la dynamique du détecteur.

J’ai aussi réalisé le même travail en utilisant les filtres de NIRCcam (uniquement ceux au-delà de $2 \mu\text{m}$, n’ayant pas les données planétaires en deçà de cette valeur).

II.3.4 Résultats

Les spectres couverts par les deux instruments ainsi que les filtres qui ont servi sont représentés sur la figure II.3.4.

Les raies les plus intéressantes sont celle du CO_2 centrée à $15.5 \mu\text{m}$ et celle du CO centrée à $4.4 \mu\text{m}$.

Je vais maintenant présenter les résultats obtenus pour chacun des types stellaires

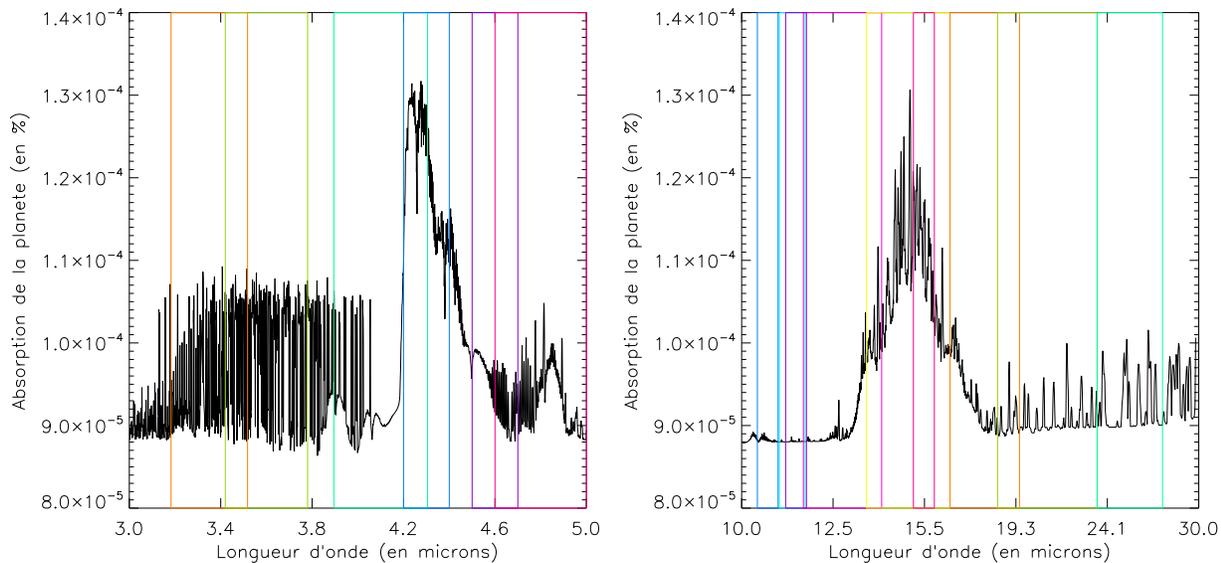


FIG. II.3.4 – Spectres d’absorption de la planète entre 3 et 5 microns puis entre 10 et 30 microns utilisés dans les simulations. Les rectangles de couleur correspondent aux filtres de NIRCcam-LW (figure de gauche) et à ceux de MIRI (figure de droite) utilisables pour la mesure des transits.

traités et pour les différentes distances.

II.3.4.1 Les étoiles de type F2V

Le tableau II.3.1 montre les différents filtres qui peuvent être utilisés sans saturation pour une étoile de type F2V pour différentes distances. On remarque que seule une partie des filtres existant dans MIRI et NIRCcam peut être utilisée car les temps de pose maximaux pour ne pas saturer les détecteurs sont trop courts. Ce problème limite les capacités de caractérisation des transits sur le JWST pour des étoiles brillantes.

Les résultats sont représentés sur la figure II.3.5 pour une étoile de type F2V située à 10, 20 puis 30 pc ; les filtres imageurs 8 et 9 de MIRI sont peu utilisables car à ces longueurs d’onde, le flux est dominé par le fond thermique.

Dans le cas d’une étoile de type F2V à 10 pc il est possible de détecter le pic d’absorption du dioxyde de carbone à $15 \mu\text{m}$ mais pas de le caractériser complètement, les filtres autour de $11 \mu\text{m}$ n’étant pas accessibles. Pour une F2V à 20 ou 30 pc, ce pic est détectable grâce aux filtres centrés sur le pic et ceux situés de part et d’autre. En outre, les filtres de NIRCcam centrés à $4.7 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$ permettent de caractériser la profondeur de l’absorption du CO pour une étoile à 30 pc.

Type de filtre	Bande passante (en μm)	À 10 pc	À 20 pc	À 30 pc
MIRI IM_4	[10.95,11.65]		X	X
MIRI IM_5	[11.6,14]			X
MIRI IM_6	[13.5,16.5]			X
MIRI IM_7	[16.5,19.5]	X	X	X
MIRI IM_8	[18.5,23.5]	X	X	X
MIRI IM_9	[23.5,27.5]	X	X	X
MIRI CO_1	[10.385,10.915]		X	X
MIRI CO_2	[11.115,11.685]		X	X
MIRI CO_3	[15.11,15.89]	X	X	X
NIRCam F430M	[4.2,4.4]			X
NIRCam F460M	[4.5,4.7]			X

TAB. II.3.1 – Filtres utilisables pour une étoile de type F2V. La colonne de gauche donne le nom des filtres, celle d’à côté la bande passante. Les trois dernières colonnes font la liste des filtres utilisables en fonction de la distance de l’étoile considérée, de 10 à 30 pc.

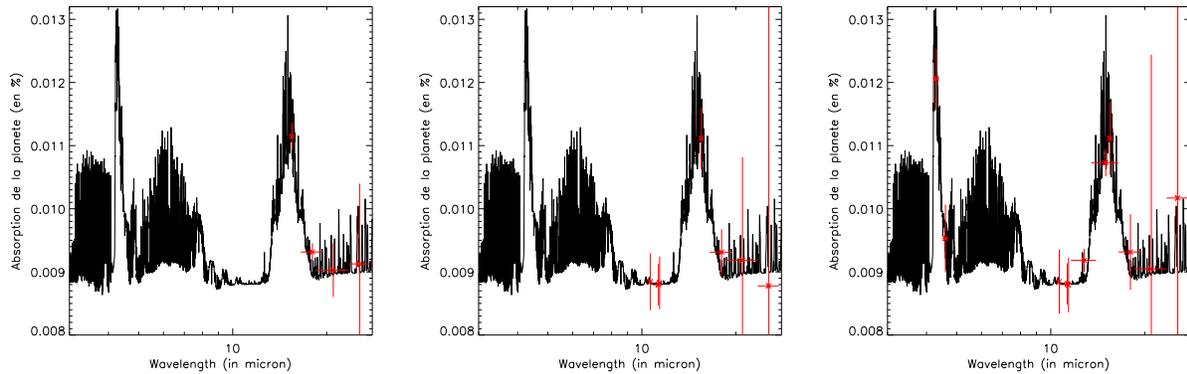


FIG. II.3.5 – Cas d’une étoile de type F2V. Spectres d’absorption de la planète entre 3 et 30 microns utilisés dans les simulations et détectabilité sur MIRI et NIRCam. Les barres d’erreur horizontales correspondent à la largeur spectrale des filtres étudiés, les barres d’erreur verticales à l’écart-type entre les mesures. La figure de gauche représente le cas d’une étoile à 10 pc en 10 h de pose, celle du centre une étoile à 20 pc en 10 h de pose et celle de droite le cas d’une étoile à 30 pc en 20 h de pose pour les données MIRI et en 4 h pour les données NIRCam.

II.3.4.2 Les étoiles de type G2V

De même que pour une étoile de type F2V, j’ai représenté dans le tableau II.3.2 les filtres utilisables pour étudier les transits pour une étoile de type G2V.

Les résultats obtenus pour une étoile G2V à 10, 20 et 30 pc sont représentés sur la

Type de filtre	Bande passante (en μm)	À 10 pc	À 20 pc	À 30 pc
MIRI IM_4	[10.95,11.65]		X	X
MIRI IM_5	[11.6,14]			X
MIRI IM_6	[13.5,16.5]			X
MIRI IM_7	[16.5,19.5]	X	X	X
MIRI IM_8	[18.5,23.5]	X	X	X
MIRI IM_9	[23.5,27.5]	X	X	X
MIRI CO_1	[10.385,10.915]		X	X
MIRI CO_2	[11.115,11.685]		X	X
MIRI CO_3	[15.11,15.89]	X	X	X
NIRCam F430M	[4.2,4.4]			X
NIRCam F460M	[4.5,4.7]			X
NIRCam F480M	[4.6,5]			X

TAB. II.3.2 – Filtres utilisables pour une étoile de type G2V. La colonne de gauche donne le nom des filtres, celle d’à côté la bande passante. Les trois dernières colonnes font la liste des filtres utilisables en fonction de la distance de l’étoile considérée, de 10 à 30 pc.

figure II.3.6.

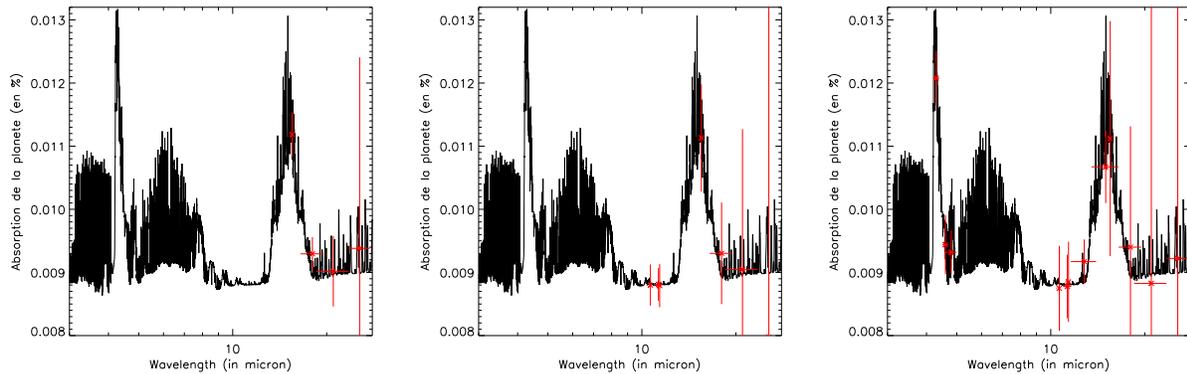


FIG. II.3.6 – Cas d’une étoile de type G2V. Spectres d’absorption de la planète entre 3 et 30 microns utilisés dans les simulations et détectabilité sur MIRI et NIRCam. Les barres d’erreur horizontales correspondent à la largeur spectrale des filtres étudiés, les barres d’erreur verticales à l’écart-type entre les mesures. La figure de gauche représente le cas d’une étoile à 10 pc en 20 h de pose, celle du centre une étoile à 20 pc en 30 h de pose et celle de droite le cas d’une étoile à 30 pc en 20 h de pose pour les données MIRI et en 5 h pour les données NIRCam.

L’étoile étant plus faible, il est possible d’utiliser un filtre de plus que pour une F2V ; en contrepartie, aux grandes longueurs d’onde, le flux de l’étoile devient trop faible par

rapport au niveau du fond thermique et l'on est dominé par ce fond qui, pour des étoiles à plus de 20 pc, empêche d'obtenir une photométrie correcte, même pour le filtre centré à 18 microns. En outre, les temps de pose requis sur MIRI deviennent très importants : il faut 20 heures par filtre pour pouvoir caractériser la profondeur de l'absorption du CO_2 alors qu'à 30 pc, il suffit de 5 h pour obtenir une mesure de la profondeur de la raie d'absorption du CO .

II.3.4.3 Les étoiles de type K2V

Le même travail est réalisé pour une étoile de type K2V : les filtres utilisés sont ceux du tableau II.3.3. Les résultats sont présentés sur la figure II.3.7.

Type de filtre	Bande passante (en μm)	À 10 pc	À 20 pc	À 30 pc
MIRI IM_4	[10.95,11.65]		X	X
MIRI IM_5	[11.6,14]			X
MIRI IM_6	[13.5,16.5]			X
MIRI IM_7	[16.5,19.5]	X	X	X
MIRI IM_8	[18.5,23.5]	X	X	X
MIRI IM_9	[23.5,27.5]	X	X	X
MIRI CO_1	[10.385,10.915]		X	X
MIRI CO_2	[11.115,11.685]		X	X
MIRI CO_3	[15.11,15.89]	X	X	X
NIRCam F335M	[3.1825,3.5175]			X
NIRCam F360M	[3.42,3.78]			X
NIRCam F410M	[3.895,4.305]			X
NIRCam F430M	[4.2,4.4]		X	X
NIRCam F460M	[4.5,4.7]		X	X
NIRCam F480M	[4.6,5]		X	X

TAB. II.3.3 – Filtres utilisables pour une étoile de type K2V. La colonne de gauche donne le nom des filtres, celle d'à côté la bande passante. Les trois dernières colonnes font la liste des filtres utilisables en fonction de la distance de l'étoile considérée, de 10 à 30 pc.

À 10 pc seuls deux filtres sont utilisables : le filtre imageur de MIRI autour de 18 microns et le filtre coronographique à 15.5 microns ; pour des étoiles plus éloignées, les filtres les plus intéressants sont ceux de NIRCam qui permettent d'obtenir un spectre d'absorption assez détaillé entre 3 et 5 microns.

II.3.5 Conclusion

J'ai, dans cette partie, étudié les capacités de MIRI et de NIRCam à détecter des transits connus pour caractériser spectralement la planète. Je me suis intéressée plus par-

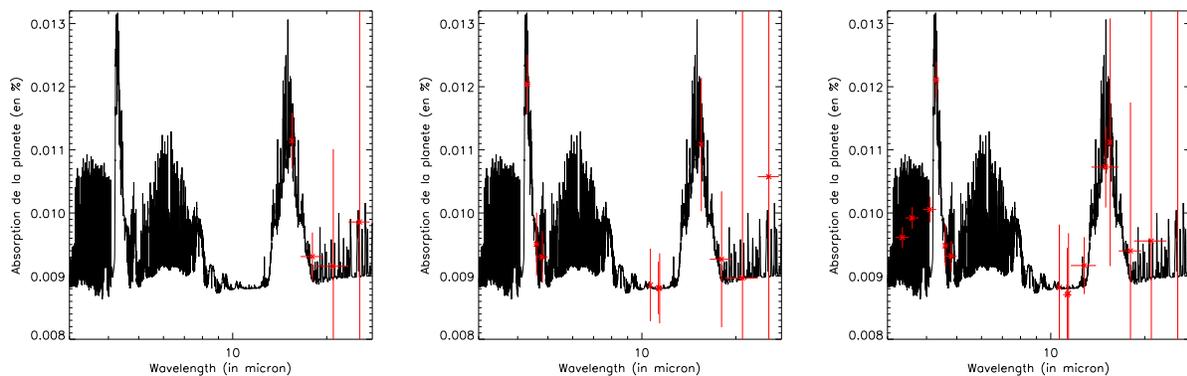


FIG. II.3.7 – Cas d’une étoile de filtre K2V. Spectres d’absorption de la planète entre 3 et 30 microns utilisés dans les simulations et détectabilité sur MIRI et NIRCams. Les barres d’erreur horizontales correspondent à la largeur spectrale des filtres étudiés, les barres d’erreur verticales à l’écart-type entre les mesures. La figure de gauche représente le cas d’une étoile à 10 pc en 20 h de pose, celle du centre une étoile à 20 pc en 30 h de pose pour MIRI et 2 h pour NIRCams et celle de droite le cas d’une étoile à 30 pc en 30 h de pose pour les données MIRI et en 10 h pour les données NIRCams.

ticulièrement à la détection de planètes de type Terre primordiale par transit. De telles planètes sont caractérisées entre autre par des raies de CO_2 et de CO profondes et larges.

L’instrument MIRI ne permettra de détecter la largeur et la profondeur de la raie de CO_2 que pour des étoiles relativement brillantes ; pour des étoiles plus faibles, le flux est dominé par le rayonnement du fond thermique. Dans ce cas, seul le niveau du corps noir sera accessible (autour de $11 \mu m$). Les temps de pose cumulés sont, même dans les cas favorables, supérieurs à 10 h par filtre. Ce temps de pose doit être réalisé pendant et hors du transit, soit 20 h au minimum.

Je n’ai étudié NIRCams qu’au-delà de $2 \mu m$ (en deçà, je n’avais pas le spectre d’absorption planétaire). À ces longueurs d’onde, le détecteur est saturé pour des étoiles de type K2V à 10 pc et NIRCams ne peut être utilisé en l’état. Pour des étoiles de type spectral plus tardif à la même distance ou des étoiles du même type plus éloignées, il sera possible de caractériser l’absorption du CO . Les temps de pose sont, pour NIRCams, inférieurs à 10 h par filtre, dans le cas le plus défavorable traité, c’est-à-dire une K2V à 30 pc (l’étoile la moins lumineuse de notre échantillon). Il n’est que de 2 h pour une étoile de type K2V à 20 pc.

Une solution pour permettre d’utiliser l’ensemble des filtres de MIRI sans saturer le détecteur consisterait à utiliser le masque coronographique de Lyot afin d’atténuer le flux de l’étoile ; dans ce cas, l’atténuation serait d’environ 200. Un filtre intéressant qui serait alors possible d’utiliser est le filtre de MIRI à $7.7 \mu m$ qui permettrait de caractériser l’absorption du CH_4 . De même, il serait possible d’étudier l’intérêt de l’utilisation du

masque coronographique sur NIRCam (le coronographe est du type “band-limited”) afin de pouvoir utiliser tous les filtres, même sur les étoiles les plus brillantes.

Chapitre II.4

Centrage de la PSF sur un 4QPM

La détection d'exoplanètes sur MIRI se décompose en deux étapes : réaliser l'image coronographique puis soustraire à cette image une image de référence. Afin que cette soustraction soit la meilleure possible, il est nécessaire que les images coronographiques des étoiles soient les plus ressemblantes possibles, c'est-à-dire qu'il faut des speckles les plus ressemblants possibles. Cette ressemblance est d'autant meilleure que le système optique est stable. Le centrage sur le masque coronographique est aussi primordial. Il existe deux aspects liés mais néanmoins distincts à résoudre pour traiter ce problème :

- d'une part la détermination précise du centre de l'image coronographique, c'est-à-dire le choix de l'algorithme de centrage ;
- l'autre aspect à déterminer est la procédure de centrage, c'est-à-dire quels vont être les mouvements du JWST et les réglages de MIRI.

Il existe de très nombreux algorithmes de centrage plus ou moins complexes (Mighell [1999], Mighell [2005], Yano *et al.* [2006], Sato et Yoshizawa [1995], Stone [1989] par exemple), utilisés notamment pour l'estimation du centre de gravité du spot en optique adaptative. Je suis dans un cas sensiblement différent puisque je cherche à centrer une image coronographique donc déformée par le coronographe.

Je vais tout d'abord étudier les performances nécessaires dans le cas de MIRI (B.II.4.1) puis les algorithmes étudiés (B.II.4.2). J'étudierai enfin les performances attendues sur MIRI (B.II.4.3) ainsi que les procédures de centrage les plus adaptées (B.II.4.4).

II.4.1 Problématique

Cette partie est dédiée à l'étude des performances requises pour la détection d'exoplanètes de type Jupiter. Je vais donc m'intéresser aux dégradations de performances engendrées par des défauts de pointage. Il en existe de deux types : défauts de pointage entre le centre du coronographe et l'étoile cible et défauts de pointage entre l'étoile cible et l'étoile de référence.

La figure II.4.1 présente les performances de MIRI dans ces deux cas avec le coronographe centré à $11.4 \mu m$. La figure de gauche représente l'influence de la distance entre les

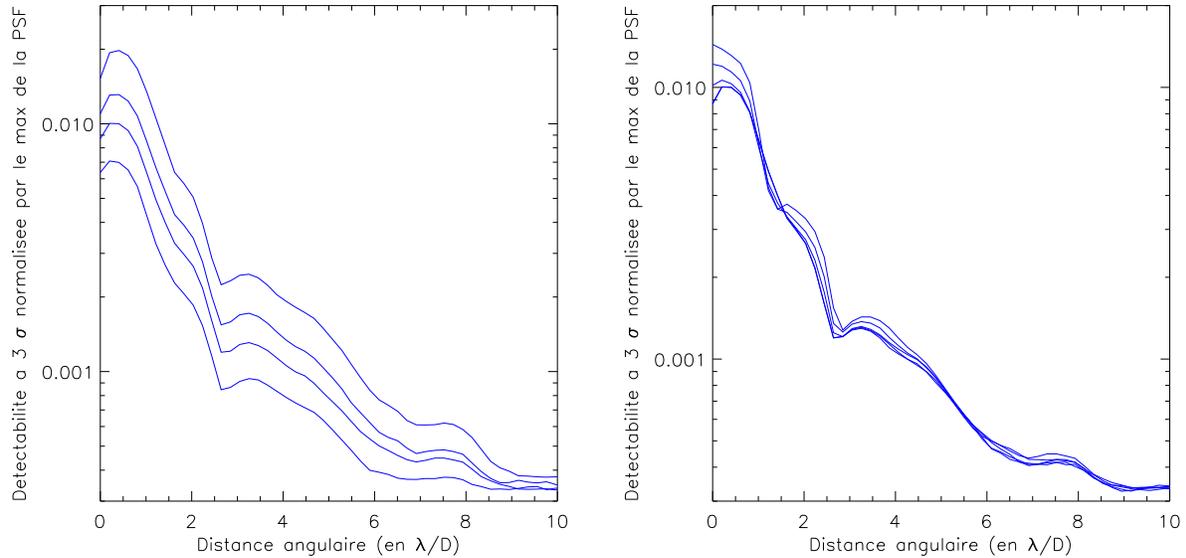


FIG. II.4.1 – Simulation numérique d’une étoile de type M2V située à 10 pc après soustraction d’une étoile de référence. Les décentrages et les décalages se font sur la diagonale. La figure de gauche représente les niveaux de détectabilité de MIRI pour des distances angulaires entre l’étoile cible et l’étoile de référence comprises entre 0 et 15 mas (de bas en haut) pour une distance angulaire de 5 mas entre l’étoile cible et le centre du coronographe. La figure de droite représente les niveaux de détectabilité de MIRI pour des distances angulaires entre le centre du coronographe et l’étoile cible comprises entre 0 et 25 mas (de bas en haut) pour une distance angulaire de 5 mas entre l’étoile cible et l’étoile de référence.

positions effectives de l’étoile cible et de l’étoile de référence sur le détecteur après pointage; on voit que la dégradation des performances devient importante lorsque la distance sur le détecteur entre les deux étoiles augmente. Pour que cette dégradation soit limitée, la distance entre les deux étoiles doit être inférieure à 5 mas par axe.

La figure de droite représente quant à elle l’impact de l’écart entre la position effective de l’étoile cible et le centre du coronographe, la distance entre l’étoile cible et l’étoile de référence étant fixée à 5 mas par axe. On remarque que la dégradation des performances est moindre; on pourra donc relâcher les contraintes : l’écart entre le centre du coronographe et l’étoile cible devra donc être limité à 10 mas par axe.

Or, dans MIRI, l’erreur de pointage est, dans le meilleur des cas, c’est-à-dire pour des mouvements de faibles amplitudes (compris entre 0 et 0.5”), de 5 mas RMS par axe. Cette erreur est due aux erreurs dans le déplacement du FGS (“Fine guidance Sensor”), à la distortion de son champ, aux décalages entre MIRI et le télescope et le désalignement de FGS par rapport aux instruments. Afin que l’erreur engendrée par les algorithmes ne contribue pas de façon significative au budget d’erreur global, je souhaite la limiter à 2 mas (soit $1/55^{eme}$ de pixel) par axe en réalisant des poses suffisamment longues. Dans MIRI, le

pixel a une taille de 110 mas.

II.4.2 Étude des limitations dues aux algorithmes

II.4.2.1 Hypothèses de simulation

Le centrage précis n'est pas possible avec le système coronographique complet. En effet, dans ce cas, la réjection du coronographe est trop grande donc le temps de pose serait trop important pour faire un centrage correct. En outre, la PSF est trop déformée et cette déformation est trop sensible au positionnement. L'utilisation de la dénomination "PSF" est ici galvaudée : ce n'est pas réellement une PSF car elle est réalisée avec le masque coronographique. Mais, comme l'image est obtenue sans diaphragme de Lyot et avec un filtre très absorbant et très large bande défini par la suite, l'atténuation du coronographe est très faible et l'image ressemble plus à celle d'une PSF (comme on peut le voir sur la figure II.4.4 gauche). L'échantillonnage choisi est celui de MIRI (les pixels mesurent 0.11") afin que les précisions obtenues reflètent la réalité.

Le dernier point est que le temps de pose est trop sensible à la position à cause de l'atténuation du coronographe. La solution consiste à utiliser une densité neutre, c'est-à-dire un filtre très large pour rendre l'effet du coronographe négligeable (selon la formule II.2.3). Pierre Baudoz a spécifié sa transmission de la façon suivante.

Elle doit permettre le centrage à la fois d'étoiles très lumineuses (notamment Véga) mais aussi d'étoiles plus faibles, les plus intéressantes de notre échantillon.

Pour choisir ce filtre, plusieurs paramètres ont été pris en compte :

- l'efficacité quantique et la dynamique du détecteur (représentée sur la figure II.4.2 gauche),
- la transmission des optiques (66 %),
- les erreurs de phase de la pupille d'entrée (décrites dans II.2.1),
- les traitements antireflets et la transmission du germanium (représentés sur la figure II.4.2 droite).

Afin de simuler l'image polychromatique, je simule cent images monochromatiques (générées en utilisant le masque coronographique et en prenant en compte sa variation d'extinction en fonction de la longueur d'onde ainsi que la densité neutre) aux différentes longueurs d'onde comprises dans la bande passante de la densité neutre et je les additionne.

La densité neutre est un filtre passe-haut (aux grandes longueurs d'onde la coupure est celle du germanium) avec la transmission suivante :

- 10^{-6} jusqu'à 8 microns
- 2.10^{-3} au-delà.

De façon plus précise, les tolérances sur cette densité neutre sont représentées sur la figure II.4.3.

J'ai aussi fait l'hypothèse que le coronographe est centré au milieu d'un pixel, ses transitions étant parallèles aux côtés des pixels. L'image polychromatique est représentée sur la figure II.4.4 gauche, son spectre, réalisé en prenant en compte toutes les transmissions

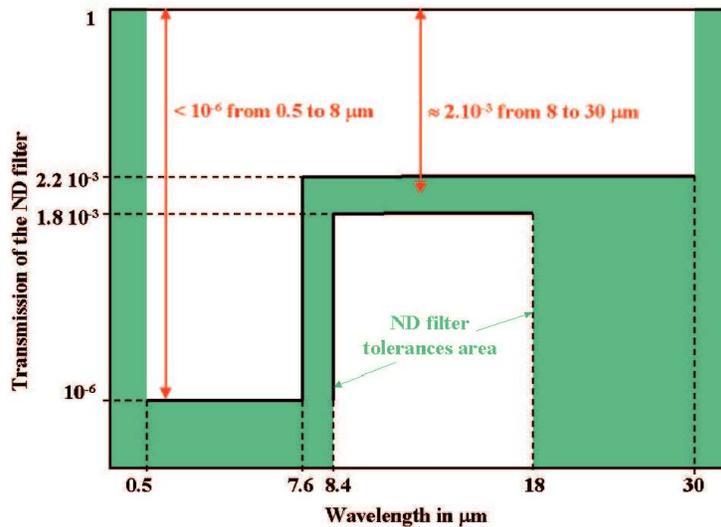


FIG. II.4.3 – Gabarit de la densité neutre et tolérances sur la transmission.

La première répond à un défaut spécifique (le fait qu'il soit biaisé, comme je le montre dans la partie B.II.4.2.3.1) du centre de gravité classique. Proposée par Mike Regan du STScI, elle consiste à réaliser des itérations de la fenêtre en la déplaçant de façon sub-pixélique (d'où son nom de centre de gravité à fenêtre flottante). Pour les pixels qui n'interviennent pas entièrement dans le calcul, leur poids est calculé au *pro rata* de la surface intervenant dans le calcul. Un exemple est donné dans la figure II.4.5. La figure de gauche représente la fenêtre utilisée dans le cadre d'un centre de gravité classique. L'étoile ne se situe pas au centre d'un pixel ; cette fenêtre ne contenant que des pixels entiers, elle ne peut être centrée sur l'étoile et la répartition d'énergie n'est donc pas symétrique autour de l'étoile. L'idée pourrait consister à prendre une fenêtre plus grande pour avoir autant de flux de part et d'autre du maximum mais cette solution n'est intéressante qu'en l'absence de bruit. En effet, dans ce dernier cas, le calcul de la position se ferait sur des pixels à très faibles rapports signal-sur-bruit, ce qui dégraderait considérablement la précision de l'algorithme. Dans le cas d'un centre de gravité à fenêtre flottante, plusieurs itérations sont nécessaires :

- 1. lors de la première itération, la fenêtre est celle du centre de gravité classique ;
- 2. le centre de gravité est alors calculé ;
- 3. la fenêtre est déplacée de façon sub-pixélique pour être centrée sur la position calculée ;
- 4. on revient à l'étape 2. jusqu'à ce que le calcul donne le même résultat qu'à l'itération précédente.

Ces itérations sont nécessaires, car lors des premières étapes, la fenêtre n'est pas centrée sur l'étoile et par conséquent l'énergie n'est pas répartie symétriquement dans la fenêtre. Lors de la dernière étape, on est dans le cas représenté sur la figure II.4.5 droite.

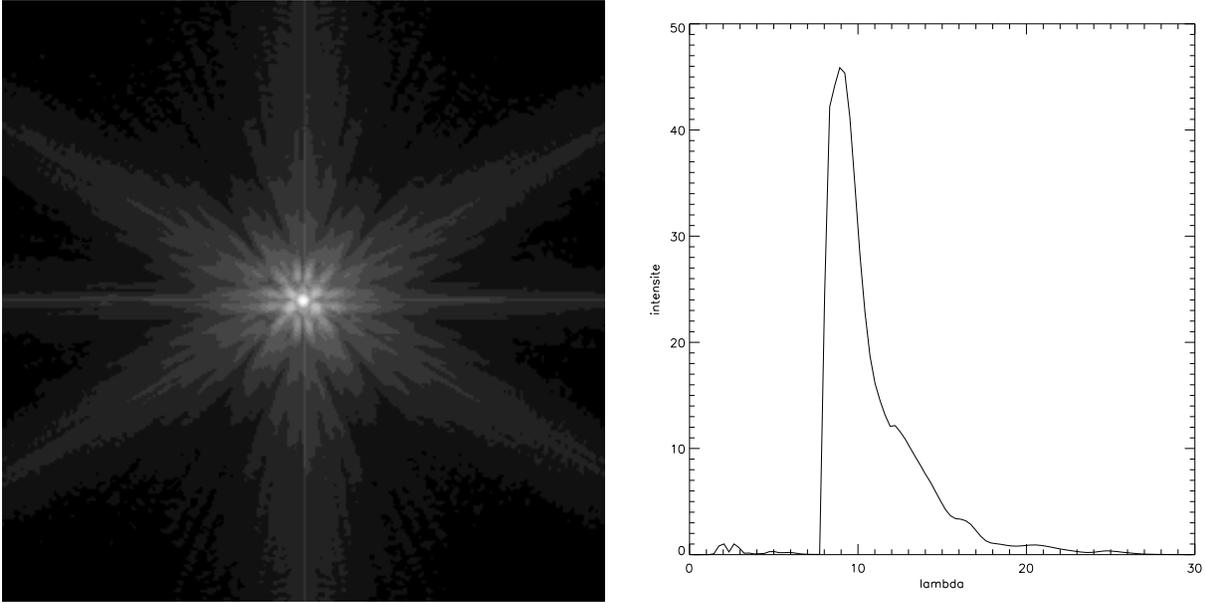


FIG. II.4.4 – Caractéristiques de la PSF utilisée pour les simulations. Elle est simulée en utilisant un masque coronagraphique et la densité neutre. La figure de gauche représente l’image polychromatique utilisée pour les simulations, la figure de droite représente son spectre.

La seconde est le centre de gravité pondéré. Cet algorithme a été développé par Nicolle *et al.* [2004]. L’inconvénient du centre de gravité classique est que tous les pixels ont le même poids, qu’ils contiennent ou non du signal. Dans des cas où le bruit est important, cela peut devenir limitant. L’idée consiste à affecter à chaque pixel un coefficient de pondération représentatif de son rapport signal-à-bruit. Il s’agit de donc de multiplier l’image par une fonction pondérante (une fonction de Bessel, une gaussienne, une lorentzienne...). Le calcul du centre de gravité peut alors se faire selon :

$$x_{WCOG} = \frac{\sum_x x I(x, y) P(x, y)}{\sum_x I(x, y) P(x, y)} \quad (\text{II.4.2})$$

avec $P(x, y)$ la fonction pondérante. Dans le cas de MIRI, je me suis focalisée sur une pondération par une gaussienne :

$$P(x, y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{II.4.3})$$

où

$$\sigma = \frac{fwhm}{2\sqrt{2\log 2}}. \quad (\text{II.4.4})$$

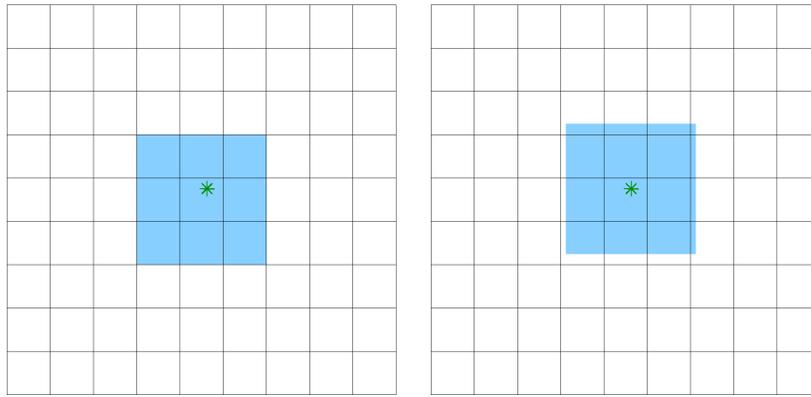


FIG. II.4.5 – Exemple de calcul de position d’une étoile dans une fenêtre de 3×3 pixels. La figure de gauche représente la fenêtre dans le cas classique du centre de gravité standard alors que la figure de droite représente la fenêtre utilisée lors du calcul du centre de gravité à fenêtre flottante.

Le couple (x_0, y_0) représente la position du maximum de la gaussienne. Lors de la première itération, ce maximum est choisi au centre du pixel le plus brillant.

Deux types d’erreurs entâchent la mesure :

- les erreurs statiques (ou biais). Elles sont dues à une non-linéarité. Dans la plupart des cas, cette non-linéarité est due à l’estimateur. Dans notre cas, elle est due à la présence du masque coronographique, composant non-linéaire. Pour une configuration et une position du spot données, elles n’évoluent pas au cours du temps et pourraient donc être calibrées en théorie.
- les erreurs statistiques. Ces erreurs sont dues aux bruits de mesure et ne peuvent pas être calibrées.

Je vais maintenant étudier chacun de ces types d’erreur individuellement.

II.4.2.3 Biais

J’étudie, dans cette partie, l’effet de la taille de la fenêtre de calcul des estimateurs puis l’influence de la position du maximum de la PSF à l’intérieur du pixel central (c’est-à-dire du pixel dans lequel se situe le centre du coronographe). Comme je l’ai dit, l’ajustement gaussien n’est pas biaisé. Les erreurs statiques sont donc nulles. Je ne l’étudierai donc pas dans cette partie.

II.4.2.3.1 Le centre de gravité classique

Le centre de gravité classique est non biaisé asymptotiquement dans le cas d’une PSF gaussienne [Thomas, 2006], c’est-à-dire lorsque le calcul de l’estimateur se fait sur une fenêtre infinie. Or, dans notre cas, la zone de calcul est finie, et la PSF n’est pas gaussienne ; en outre elle est légèrement déformée à cause du coronographe.

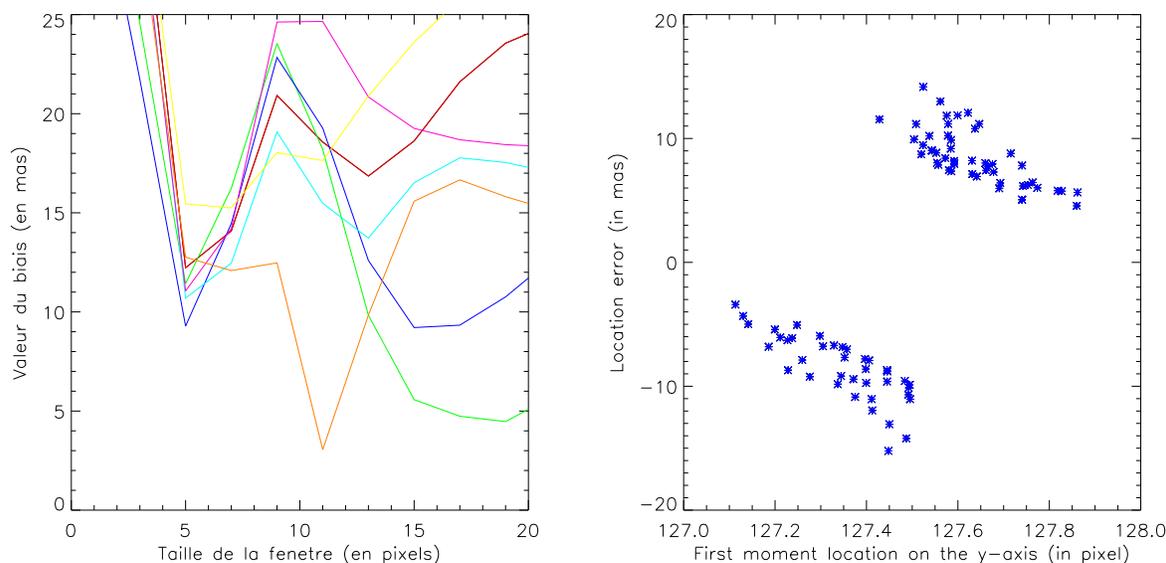


FIG. II.4.6 – Étude du biais pour le centre de gravité classique. La figure de gauche représente la valeur du biais sur l’axe y pour différentes positions intra-pixel en fonction de la taille de la fenêtre de calcul. La figure de droite représente le biais sur l’axe y pour différentes positions à l’intérieur du pixel. Ces positions sont aléatoires selon les deux axes. Le centre de gravité est calculé sur une fenêtre de 5 pixels.

Sur la figure II.4.6 gauche est représenté le biais sur l’axe y pour différentes positions du maximum de la PSF à l’intérieur du pixel central en fonction de la taille de la fenêtre de calcul ; seules les fenêtres de tailles impaires en pixels sont étudiées (pour les fenêtres paires, le biais est très grand car la zone de calcul est non symétrique). On remarque, pour la plupart des courbes, un minimum local pour une fenêtre de 5 pixels (soit environ $2\lambda/D$). Seule la courbe orange ne comporte pas ce minimum. Au niveau de ce minimum, le biais est d’environ 10 mas. Pour des fenêtres plus grandes, il existe certaines positions pour lesquelles la valeur du biais est très faible mais la dispersion pour les différentes positions est très grande. En outre, en présence de bruit de lecture et de bruit de fond, la dégradation de la performance de l’algorithme serait d’autant plus grande. Par la suite, le calcul du centre de gravité se fera sur une fenêtre de 5 pixels sur 5 pixels.

Avec cette valeur de fenêtre, le biais pour différentes positions à l’intérieur du pixel est représenté sur la figure II.4.6 droite. En absence de coronographe, l’estimation du centre de gravité classique n’est fiable que lorsque le maximum de la PSF est au centre du pixel : dans ce cas, l’énergie est symétrique dans la fenêtre de calcul. Dès que l’on s’en écarte, la dissymétrie de l’énergie dans la fenêtre de calcul engendre un biais dans l’estimation. En présence de coronographe, ce biais est amplifié : en effet une partie de l’énergie est absorbée par le coronographe et modifie la symétrie de la PSF. Sur la figure II.4.6 droite, on voit qu’avant 127.5 pixels, l’absorption du coronographe biaise l’estimation vers des valeurs

négatives alors qu'elle est biaisée vers des valeurs positives pour des positions supérieures à 127.5 pixels.

C'est suite à cette étude des biais du centre de gravité classique que Mike Regan a proposé le centre de gravité à fenêtre flottante, décrite dans la partie B.II.4.2.2. J'en étudie le biais dans la partie suivante.

II.4.2.3.2 Le centre de gravité avec fenêtre flottante

Je vais étudier dans cette partie les mêmes paramètres que dans la partie précédente, à savoir le biais en fonction de la taille de la fenêtre puis en fonction la position sub-pixélique (à l'intérieur du pixel central). Comme présenté dans la partie B.II.4.2.2, plusieurs itérations sont nécessaires pour atteindre le résultat. Dans ce cas, le calcul en nécessite environ une dizaine.

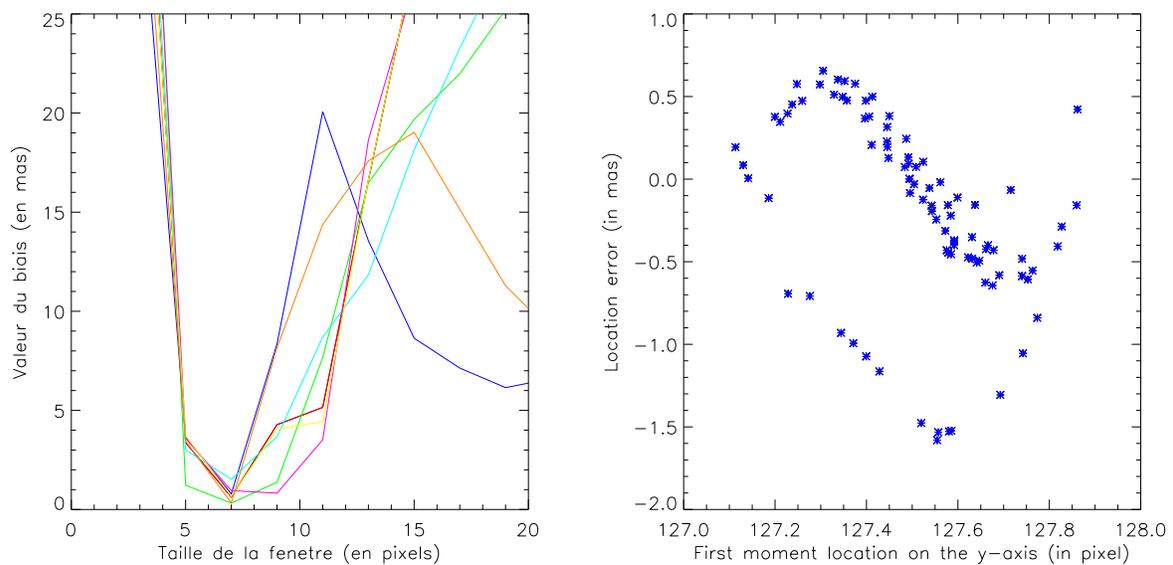


FIG. II.4.7 – Étude du biais pour le centre de gravité avec fenêtre de calcul flottante. La figure de gauche représente la valeur du biais sur l'axe y pour différentes positions intra-pixel aléatoires en fonction de la taille de la fenêtre de calcul. La figure de droite donne le biais sur l'axe y pour différentes positions aléatoires à l'intérieur du pixel central. Le centre de gravité flottant est calculé sur une fenêtre de 7 pixels de côté.

La figure II.4.7 gauche représente la valeur du biais en fonction de la taille de la fenêtre pour différentes positions à l'intérieur du pixel central. La valeur optimale est obtenue pour une fenêtre de 7 pixels. Le biais est alors inférieur à 1.5 mas. C'est ce que montre la figure II.4.7 droite pour la plupart des points. Le gain est substantiel par rapport au centre de gravité classique : le biais est réduit d'un facteur 10 ou 15 en fonction des cas. Cet algorithme semble donc intéressant à appliquer à MIRI, où l'erreur totale due à l'algorithme doit être inférieure à 2 mas.

II.4.2.3.3 Le centre de gravité pondéré

Le dernier algorithme étudié, le centre de gravité pondéré, est une version améliorée du centre de gravité classique. Ne connaissant pas *a priori* la position exacte du maximum de la PSF, l'unique méthode est, comme pour le centre de gravité à fenêtre flottante, de faire des itérations, en recentrant chaque fois la pondérante sur la position estimée à l'étape de calcul précédente. Le recentrage de la pondérante est montré sur la figure II.4.8 ; seules 5 itérations sont représentées car les décalages des itérations suivantes sont trop faibles pour apparaître sur la figure.

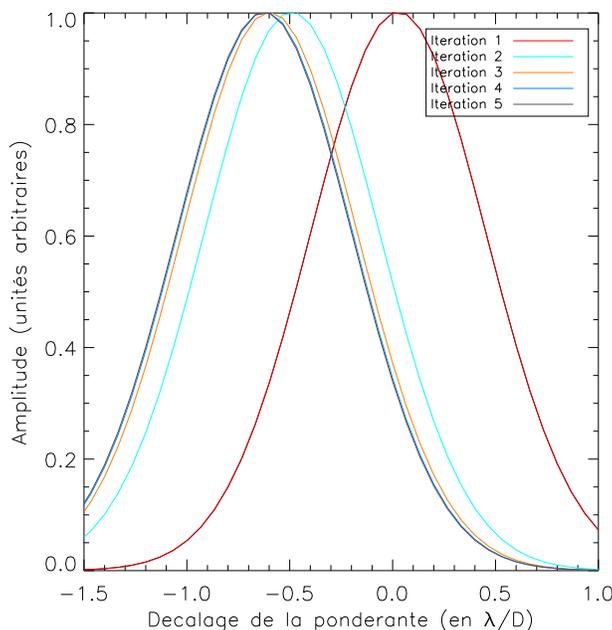


FIG. II.4.8 – Exemple de déplacement de la pondérante au fil des itérations.

À l'instar des deux cas précédents, je vais maintenant étudier les paramètres optimaux pour obtenir un biais minimal (figure II.4.9). Dans ce cas, plusieurs paramètres apparaissent : la taille de la fenêtre de calcul mais aussi la largeur à mi-hauteur de la gaussienne pondérante. Le nombre d'itérations est aussi un paramètre libre ; dans notre cas, j'ai fait le nombre d'itérations nécessaires pour que deux itérations successives donnent le même résultat (environ une dizaine).

La figure II.4.9 gauche représente le biais en fonction de la largeur à mi-hauteur de la pondérante ; il existe une position optimale pour une largeur à mi-hauteur de 2.85 pixels qui correspond approximativement à la largeur à mi-hauteur de la PSF de MIRI (approximativement car la PSF est polychromatique ; 2.85 pixels correspondent au λ/D à 10 microns).

La figure suivante II.4.9 au centre représente l'influence de la taille de la fenêtre sur le

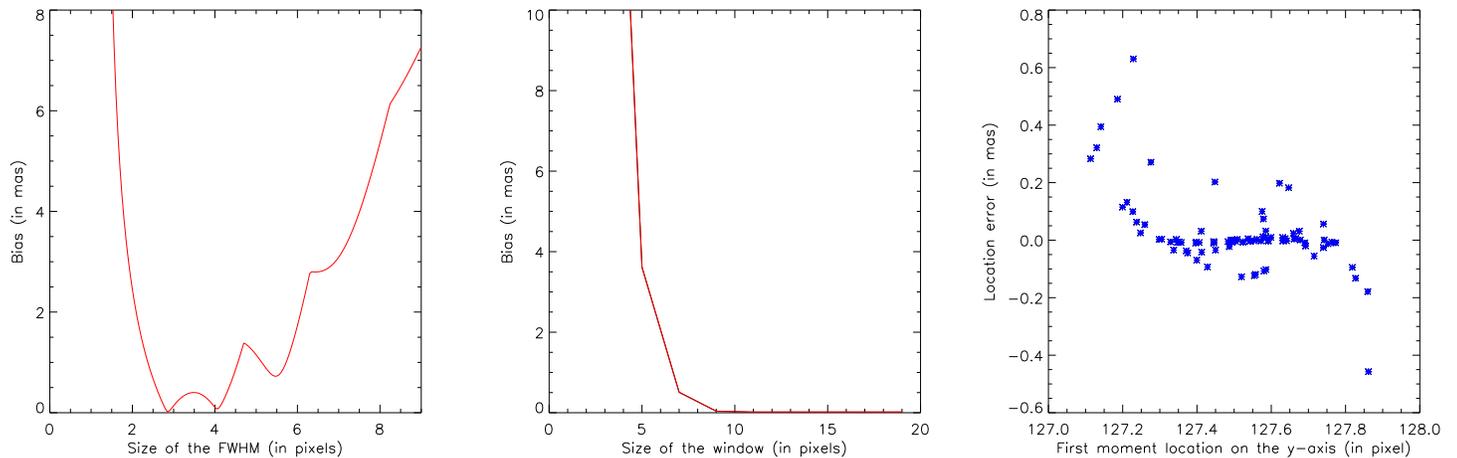


FIG. II.4.9 – Biais du centre gravité pondéré en fonction des différents paramètres qui l’influencent. La figure de gauche représente l’influence de la valeur de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne sur le biais sur l’axe y . La figure du milieu montre l’influence de la valeur de la taille de la fenêtre de calcul sur le biais sur l’axe y . La figure de droite représente les biais sur l’axe y pour différentes positions à l’intérieur du pixel. Le centre de gravité pondéré est calculé sur une fenêtre de 11 pixels avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 2.85 pixels.

biais. On voit qu’au delà de 9 pixels, ce biais est négligeable. Je choisirai par la suite des fenêtres de 11 pixels pour mes calculs. La figure II.4.9 droite représente le biais sur l’axe y pour différentes positions à l’intérieur du pixel central ; la plupart des points sont à moins de 0.7 mas d’erreur ce qui est largement suffisant pour MIRI.

Restent à étudier les erreurs statistiques, à savoir les erreurs engendrées par les bruits qui seront présents sur MIRI.

II.4.2.4 Erreurs statistiques liées à la détection

J’étudie maintenant les erreurs dynamiques. Ces erreurs sont d’origine statistique, c’est-à-dire dues aux bruit de mesure (bruits de photons, lecture, bruit de photons du fond et défauts du flat field). L’erreur statistique s’exprime en terme d’écart-type entre des réalisations indépendantes du bruit. Je fais ce calcul sur 100 réalisations. Cette valeur a été choisie afin d’avoir un échantillon suffisamment important pour que la moyenne et l’écart-type obtenus soient représentatifs (erreur de 10 %) mais pour que les temps de calcul restent raisonnables.

Pour chacun des algorithmes les simulations sont faites avec les données qui fournissent un biais minimum (donc dans un cas non bruité) :

- pour le centre de gravité classique (CdG), la fenêtre utilisée a 5 pixels ;
- pour le centre de gravité avec fenêtre flottante (FCdG), la fenêtre utilisée est de 7 pixels de côté ;

- pour le centre de gravité pondéré (CdGP), j'utilise une fenêtre de 11 pixels de côté et une gaussienne pondérante de largeur à mi-hauteur 2.85 pixels.

Dans la suite, l'étoile est positionnée à 20 mas (soit $1/5^{\text{eme}}$ de pixel) du centre du coronographe.

II.4.2.4.1 Le bruit de photons

Le premier bruit étudié est le bruit de photons. Les courbes de la figure II.4.10 montrent

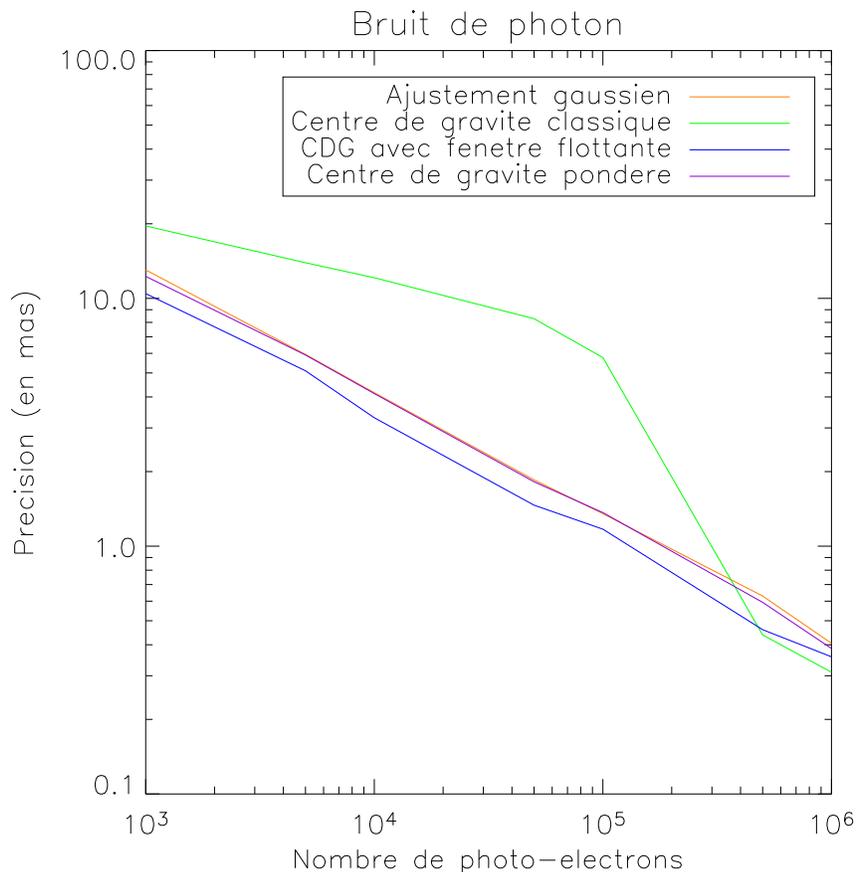


FIG. II.4.10 – Variation de la précision des estimateurs en présence du bruit de photons.

l'évolution de l'écart-type de l'erreur d'estimation en fonction du nombre de photo-électrons sur le détecteur.

Les trois algorithmes, FCdG, CdGP et ajustement gaussien, ont tous les trois le même comportement avec une variation de la précision de l'algorithme qui évolue en racine carrée du nombre de photons. On retrouve ici le type de variations étudiées dans Rousset [1999] pour le centre de gravité simple et une PSF gaussienne. Or, dans le cas présent de la PSF de MIRI, le comportement du CdG simple est nettement dégradé notamment pour de faibles

Étoile considérée	Magnitude en bande N	Nombre de photo-électrons sur le détecteur
A0 à 10 pc	0	$9.2 \cdot 10^5$
G0 à 10 pc	3	$5.8 \cdot 10^4$
K0 à 10 pc	3.95	24150
M0 à 10 pc	4.98	9350

TAB. II.4.1 – Équivalence entre le type spectral, la magnitude dans la bande N et le nombre de photo-électrons au niveau du détecteur dans le cas de l'utilisation de la densité neutre de MIRI/JWST pour une pose de 1 s.

flux. L'explication est simple : à faibles flux, notamment dans ce cas particulier où la PSF n'est pas centrée sur le milieu du pixel, le pixel le plus brillant n'est pas systématiquement le même, ça peut aussi être le pixel adjacent ce qui génère un écart-type beaucoup plus important. Cet effet est d'autant plus fréquent que le maximum de la PSF est proche du bord du pixel ou que sa largeur à mi-hauteur est importante.

La précision tracée sur les courbes de la figure II.4.10 correspond à l'écart-type total ($\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$). Elle ne prend pas en compte le biais de mesure. Pour que cette précision totale ne soit que de 2 mas (afin qu'en prenant en compte le biais la somme ne dépasse pas les 2 mas par axe pour le FCdG, l'ajustement gaussien et le CdGP), il faut au moins $2.8 \cdot 10^4$ photo-électrons sur le détecteur pour le centre de gravité à fenêtre flottante et $4 \cdot 10^4$ pour l'ajustement gaussien et le centre de gravité pondéré. Le tableau II.4.1 donne l'équivalence entre le nombre de photo-électrons, la magnitude en bande N (c'est-à-dire à 10.4 microns) et le type d'étoile auquel le flux correspond. Les courbes ont été tracées en utilisant le spectre d'une étoile de type G0V ; cependant, aux longueurs d'onde considérées, le régime de Rayleigh-Jeans s'applique et il suffit donc de modifier le flux pour passer d'une étoile d'un type donné à une étoile d'un autre type spectral.

II.4.2.4.2 Le bruit de lecture

J'ai ensuite étudié l'impact du bruit de lecture en conservant le bruit de photons dans les simulations. Dans le cas de MIRI, le bruit de lecture est de 10 photo-électrons RMS par pixel.

Deux niveaux de bruits de lecture ont été étudiés, 5 photo-électrons RMS par pixel (figure II.4.11 gauche) et 10 photo-électrons RMS par pixel (figure II.4.11 droite) afin de vérifier la sensibilité des estimateurs à ce paramètre.

Pour un bruit de lecture de 5 photo-électrons, la dégradation est faible au-delà de 10^4 photo-électrons ; en-deçà, la pente est différente à l'exception de l'ajustement gaussien qui ne converge pas à moins de $5 \cdot 10^4$ photo-électrons.

Pour un bruit de lecture de 10 photo-électrons la dégradation est plus importante : aucun estimateur ne converge à moins de $5 \cdot 10^3$ photo-électrons. Au-delà, la pente est légèrement modifiée (elle est de 0.57 au lieu de 0.5). En outre, l'ajustement gaussien, le

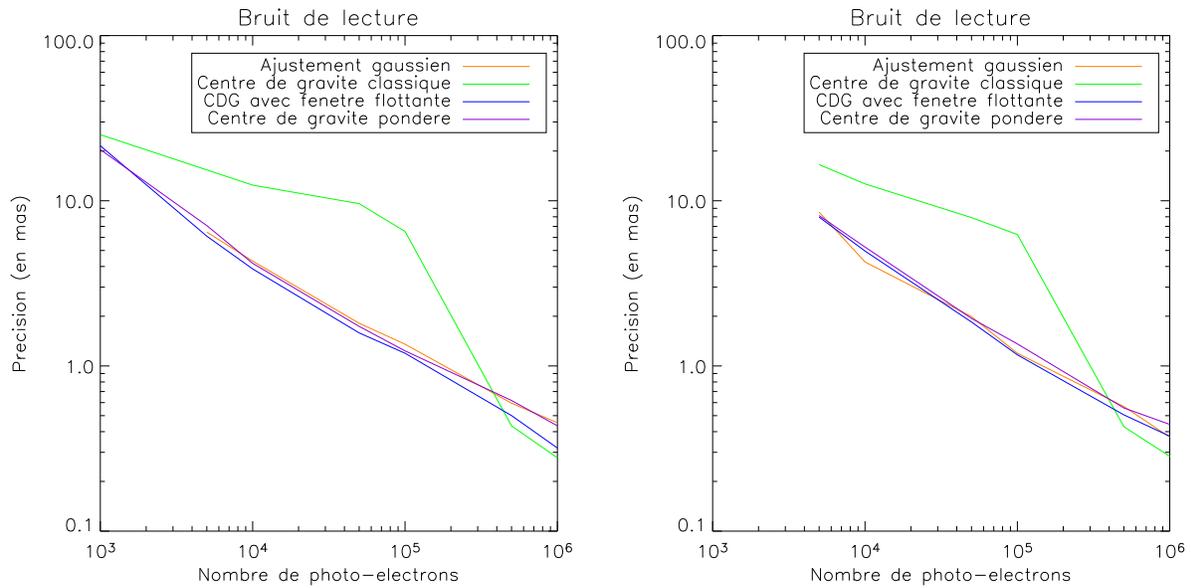


FIG. II.4.11 – Influence du bruit de lecture sur la précision des algorithmes étudiés en présence de bruit de photons. La figure de gauche a été réalisée pour un bruit de lecture de 5 photo-électrons RMS par pixel, celle de droite pour un bruit de 10 photo-électrons RMS par pixel.

FCdG et le CdGP sont au même niveau (alors qu'en présence de bruit de photons seul, le FCdG est meilleur.).

II.4.2.4.3 Les défauts de *flat field*

Dans MIRI, la variation de réponse entre deux pixels est de l'ordre de 5 % sans calibration et peut être abaissée à 1 % après calibration. Or, à cause du centre du 4QPM et de son absorption, cette calibration semble infaisable derrière les coronographes de MIRI. Je vais donc étudier l'influence d'un *flat field* précis à 1, 5 et 10 % pour comprendre les limitations que ces défauts impliquent. Afin d'étudier les bruits statistiques, je vais, à chaque réalisation du bruit, faire varier le *flat field* ce qui, évidemment, n'est pas le cas dans MIRI. Dans MIRI, l'impact se fera sur la moyenne, non sur l'écart-type.

La figure II.4.12 montre que pour des défauts de *flat field* de 1 %, la dégradation des performances est faible par rapport à la précision en présence seulement de bruit de photons. Elle ne devient sensible que lorsque le bruit de photons devient négligeable, c'est-à-dire pour un très grand nombre de photons.

Au contraire, pour des défauts de 5 % (respectivement 10 %), l'impact devient non négligeable : il empêche d'atteindre des précisions inférieures à 2 mas (respectivement 4 mas) pour le FCdG et 3 mas (respectivement 6 mas) pour le CdGP. Comme je l'ai dit, cet effet n'est pas exactement le même dans le cas de MIRI, et il faut vérifier que la moyenne

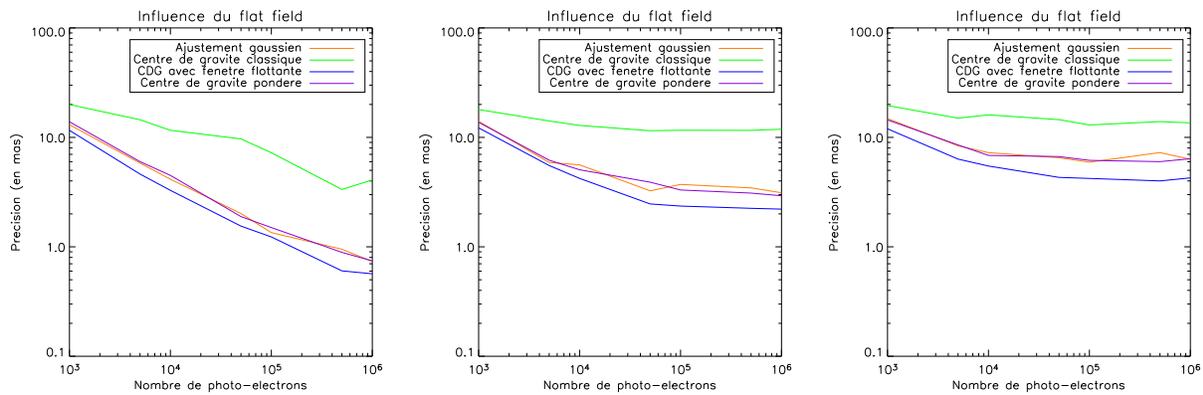


FIG. II.4.12 – Influence des défauts de *flat field* sur la précision des estimateurs étudiés en présence de bruit de photons. La figure de gauche comporte un *flat field* précis à 1 %, la figure centrale un *flat field* précis à 5 % et la figure de droite un *flat field* de 10 %.

n'est pas trop affectée par la présence de défauts dans le *flat*.

II.4.2.4.4 Le bruit de photons du fond thermique

Le dernier bruit que j'ai étudié est le bruit de photons du fond thermique. MIRI fonctionne en moyen infra-rouge donc le niveau du fond est important et ne peut être négligé. Voyons s'il influe sur la précision des estimateurs étudiés.

La figure II.4.13 représente les courbes de précisions des différents estimateurs en présence de bruit de photons et de bruit de photons du fond. À faible niveau de photons (pour moins de $5 \cdot 10^3$ photo-électrons), les estimateurs ne convergent pas ; au-delà la dégradation est non négligeable puisque il faut $6 \cdot 10^4$ photo-électrons pour atteindre un écart-type de 2 mas entre les mesures. La courbe du bas représente les limitations imposées par le bruit de photons seul sur la précision du centre de gravité à fenêtre flottante : au-delà de 10^5 photo-électrons la précision est limitée par le bruit de photons alors qu'en-dessous, c'est la limitation imposée par le bruit de photons du fond qui domine.

II.4.2.4.5 Bilan sur les différents bruits

Le tableau II.4.2.4.5 résume les performances des différents algorithmes en fonction des différents bruits pour un signal de 10^5 photo-électrons.

Dans ce cas, le seul algorithme à ne pas atteindre les performances requises (3 mas radial) est le centre de gravité classique.

Pour les autres algorithmes, le bruit de photons reste la limitation principale et ce même en présence de bruit de lecture ou de bruit de photons du fond. Le défaut de *flat field* va limiter de façon sensible les performances de ces algorithmes ; dans ce cas, seul le FCdG, avec 2.1 mas radial, atteint la précision requise.

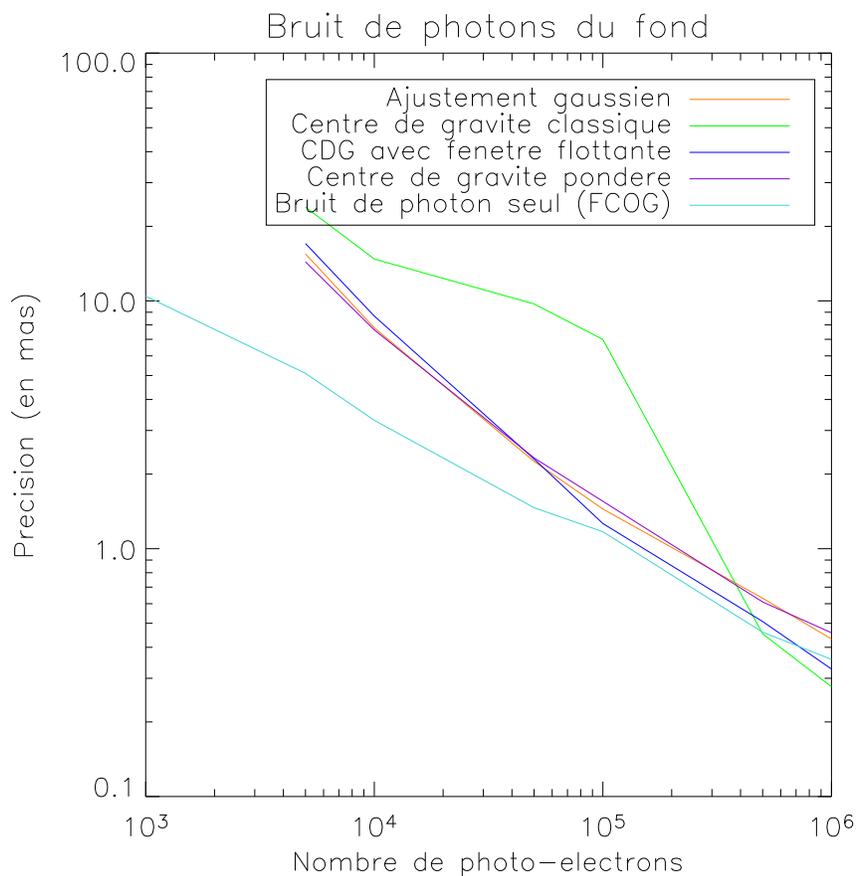


FIG. II.4.13 – Influence du bruit de photons du fond sur la précision des algorithmes en présence du bruit de photons stellaire.

II.4.3 Cas de MIRI

II.4.3.1 Étude d'étoiles de types M0V et G0V à 10 pc

Je vais maintenant étudier les performances globales des algorithmes dans le cas de MIRI en considérant une étoile de type G0V à 10 pc ainsi qu'une étoile de type M0V. Dans la simulation, je n'ai pas introduit de "jitter" car je n'en connais pas la fréquence temporelle et celle-ci est primordiale dans l'étude des algorithmes : pour une fréquence très rapide, l'impact du jitter se moyenne et la détermination du centre est correcte (mais sur une PSF artificiellement élargie) alors que s'il est très lent la position estimée n'est pas la bonne. J'ai introduit du bruit de photons, un RON de 10 photo-électrons par pixel, un *flat field* de 5 %, du bruit de photons sur le fond et la PSF est centrée à 20 mas du centre sur la diagonale.

La figure II.4.14 gauche représente la précision des algorithmes dans les deux cas consi-

Algorithmes \ Bruits considérés	Ajustement gaussien	CdG	CdGP	FCdG
Bruit de photons	1.2	5	1.2	1.05
Bruit de photons + bruit de lecture (10 photo-électrons)	1.05	6	1.2	1.05
Bruit de photons + bruit de photons du fond	1.3	7	1.3	1.1
Bruit de photons + défauts de <i>flat field</i>	4	10.2	3.1	2.1

TAB. II.4.2 – Précision des algorithmes (en mas) en fonction des différentes sources de bruits pour 10^5 photo-électrons.

dérés ; on retrouve les performances de chacun d’eux : dans le cas d’une étoile de faible flux (ici une M0V à 10 pc), les performances du CdG sont fortement dégradées par rapport aux autres algorithmes mais cet algorithme devient légèrement plus performant (tout en n’oubliant pas que le biais n’est pas considéré) au-delà de 1 s de pose pour une étoile de type G0V à 10 pc. Les autres algorithmes ont des performances équivalentes, pour un flux stellaire donné.

Néanmoins, le fait de ne pas considérer le biais ne traduit pas complètement la réalité des résultats qui seront obtenus sur MIRI. Je l’ai donc ajouté sur la figure II.4.14 droite. Le biais étant fortement dépendant de la position considérée, je l’ai pris en compte sous la forme de l’écart-type entre les mesures de biais à l’intérieur du pixel central (cela correspond à l’écart-type des valeurs obtenues sur les figures II.4.6 droite, II.4.7 droite et II.4.9 droite). J’ai ajouté quadratiquement cette erreur à l’erreur statistique de mesure. Les résultats obtenus sont sensiblement différents des précédents. Pour le CdG, l’écart-type du biais est de 12 mas radial : c’est ce biais qui domine les mesures et qui exclut complètement l’utilisation de cet algorithme pour MIRI. Les résultats sont moins nets pour les autres algorithmes :

- l’ajustement gaussien n’étant pas biaisé, les résultats restent inchangés ;
- l’écart-type du CdGP n’étant que de 0.22 mas radial, le biais n’a donc qu’un impact limité sur les performances, n’intervenant que pour des temps de pose longs mais sans être limitant ;
- enfin, pour le FCdG, le biais est de 0.89 mas radial ; sans être limitante, cette valeur va dégrader sensiblement les performances de l’algorithme par rapport à celles du CdGP, notamment pour une étoile de type G0V pour des temps de pose supérieurs à 5 s.

Ces résultats confortent le choix de ne pas sélectionner le centre de gravité standard ainsi que l’intérêt de l’étude du FCdG et du CdGP dans le contexte du positionnement précis derrière les coronographes de MIRI.

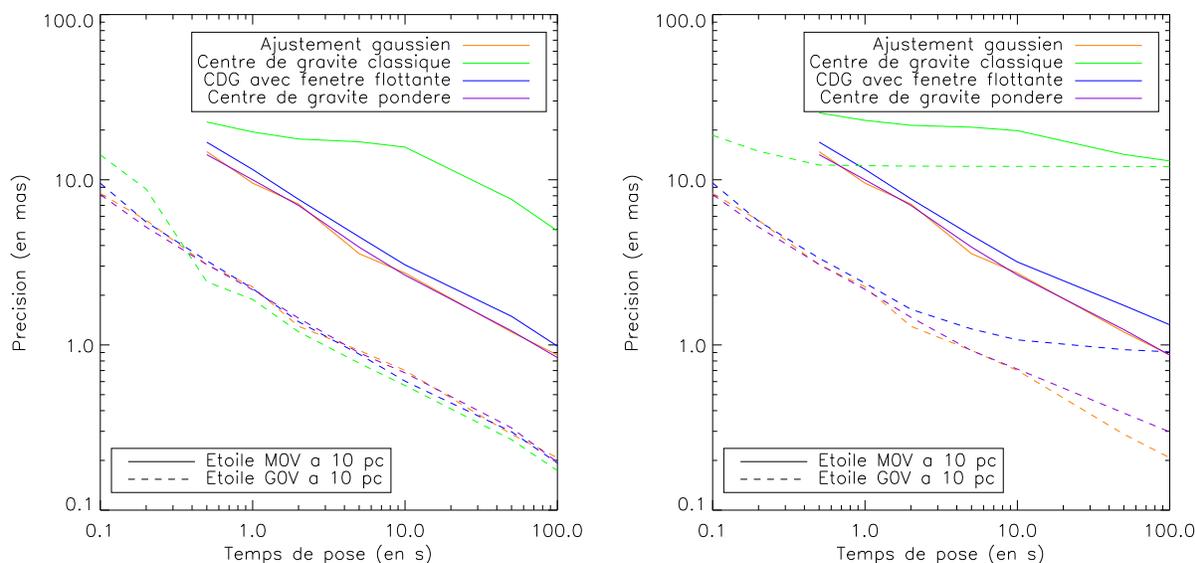


FIG. II.4.14 – Performances des algorithmes de centrage sur MIRI dans le cas d’une étoile de type G0V à 10 pc (courbes en tiret) et d’une étoile de type M0V à 10 pc (en trait plein). La figure de gauche représente l’erreur statistique seule, la figure de droite comprend cette erreur mais aussi l’impact du biais.

II.4.4 Procédure de centrage

Je vais maintenant m’intéresser au deuxième aspect du centrage derrière les coronographes de MIRI, à savoir la procédure de centrage. J’ai montré que la précision de centrage requise était de 5 mas entre l’étoile et la référence et de 10 mas entre l’étoile et le centre du coronographe (pour rappel, voir la figure II.4.1).

Deux procédures ont été proposées pour réaliser ce centrage sur MIRI. Sur cet instrument, la précision du déplacement dépend de l’amplitude de celui-ci :

- Pour des mouvements supérieurs à 20", la précision est de 90 mas RMS par axe,
- pour des mouvements dont l’amplitude est comprise entre 2 et 20", la précision du déplacement est de 20 mas RMS par axe,
- pour des mouvements compris entre 0.5 et 2", la précision du déplacement est de 1 % RMS de l’amplitude dudit déplacement,
- pour des mouvements inférieurs à 0.5", la précision est de 5 mas RMS par axe.

Je me place dans un cas où le dernier déplacement a été inférieur à 0.5" donc que la précision est de 5 mas RMS par axe et dans le cas défavorable où l’on arrive à une position à 20 mas du centre du coronographe.

II.4.4.1 Carte d'étoiles de référence

La première technique, proposée par le STScI, consiste à réaliser une carte d'étoiles cibles. Celle-ci sera réalisée à partir d'une position située à 30 mas du centre du coronographe et couvrira une zone de 30*30 mas autour de ce centre par pas de 5 mas. Pour chacune des positions, une image coronographique sera enregistrée.

Étudions maintenant le déplacement de l'étoile de référence : si au départ elle est à 10" du centre du coronographe avec la densité neutre, on calcule sa position grâce à l'un des algorithmes précédemment étudiés puis on la déplace sur le détecteur de la valeur trouvée ; la précision de ce mouvement est de 20 mas RMS. Dans le cas pessimiste où l'erreur est de 3σ sur le déplacement, l'étoile de référence sera à 60 mas du centre du coronographe. On calcule sa nouvelle position puis on déplace de l'amplitude voulue ; dans ce cas l'erreur n'est plus que de 5 mas RMS par axe donc, à 3σ , de 15 mas par axe. Ainsi, l'étoile de référence sera à l'intérieur de la grille d'étoiles de référence et sera donc à moins de 5 mas de l'une des positions. À cette position, on réalise une pose coronographique. Pour déterminer l'image de l'étoile cible la plus proche de l'image de l'étoile de référence, il est possible de faire, au sol, la corrélation entre les deux images ou d'étudier l'écart quadratique moyen.

Cette méthode permet donc d'obtenir, dans le pire des cas, une étoile cible à 15 mas (sur un axe) du centre du coronographe et une étoile de référence à moins de 5 mas de l'étoile cible.

Quels sont les avantages et les inconvénients de cette méthode ? Un avantage de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir la précision souhaitée. Néanmoins, elle nécessite des temps de pose très longs (la grille est réalisée avec des images coronographiques, donc nécessitant chacune de l'ordre d'une heure de pose). En outre, elle suppose qu'il est possible de faire des pas de 5 mas avec une très grande précision.

II.4.4.2 Procédure itérative

Afin de gagner du temps de télescope, nous proposons une procédure itérative utilisant la densité neutre, en calculant à chaque itération la position de la PSF. Lorsque la position obtenue est correcte, on réalise alors l'image coronographique.

Plus précisément, on souhaite positionner l'étoile cible à 10 mas du centre du coronographe. Tout d'abord on calcule la position de la PSF ; la précision de l'algorithme est de 2 mas par axe ; on déplace l'étoile. On recommence jusqu'à atteindre la position souhaitée. La précision du mouvement étant de 5 mas, il y a statistiquement 95 % de chance d'être à 10 mas (2σ) en une itération. La dernière position est stockée. On réalise alors l'image coronographique, en choisissant le filtre adapté.

Quant à l'étoile de référence, la procédure est identique, à l'exception près que l'on souhaite obtenir une précision de 5 mas par axe. On suppose que le système est stable durant l'ensemble de la procédure. Dans le cas contraire, le seul moyen de centrer la deuxième étoile serait de comparer les images et non la position. La probabilité d'atteindre 5 mas est de 68.3 %. Par conséquent plusieurs itérations seront certainement nécessaires. Une fois la position souhaitée atteinte, l'image coronographique est réalisée.

Un des avantages de cette méthode est qu'elle est simple et rapide : une pose avec la densité neutre ne prend pas plus de 1 minute, temps court même en réalisant plusieurs itérations. Néanmoins, cette méthode requiert une certaine stabilité du système entre les acquisitions coronagraphiques de l'étoile cible et de la référence pour que les conditions soient identiques (notamment la position du centre du coronographe). En outre, il n'est pas possible de réaliser une infinité d'itérations ; il est nécessaire de donner une limite à ce nombre, limite qui risque de nous conduire à des résultats dégradés.

Je suis donc plus favorable à la seconde solution, notamment pour des questions de temps de télescope qui est limité.

J'ai affirmé que les temps de pose pouvaient être inférieurs à la minute. Vérifions-le.

II.4.4.3 Temps de pose pour atteindre une précision des algorithmes de 2 mas RMS par axe (ou 3 mas radial)

Deux cas vont se présenter : le cas d'une étoile brillante et le cas d'une étoile plus faible. Pour simuler ces différentes étoiles, j'ai étudié une étoile de type G0V à différentes distances ; il est alors aisé, avec les correspondances du tableau II.4.1, d'adapter les valeurs trouvées au cas d'une étoile d'un autre type spectral.

II.4.4.3.1 Cas des étoiles brillantes

La figure II.4.15 représente le temps de pose nécessaire pour atteindre une précision de 3 mas radial en fonction de la distance d'une étoile de type G0V en utilisant, comme auparavant la densité neutre. Je n'ai représenté que les deux algorithmes intéressants dans le cas de MIRI : le centre de gravité pondéré et le centre de gravité à fenêtre flottante.

On voit que pour une étoile de type G0V située à moins de 20 pc, les temps de poses requis sont inférieurs à la minute. Pour des étoiles de magnitudes plus élevées, la densité neutre atténue trop le flux. Il faut donc utiliser un autre filtre.

II.4.4.3.2 Cas des étoiles faibles

Le coronographe que nous avons étudié est centré à 11.4 microns. Afin de se placer hors du maximum d'efficacité du coronographe, nous allons utiliser le filtre de MIRI dont la bande passante est comprise entre 9 et 11 microns pour étudier le centrage des étoiles plus faibles (voir la figure II.2.2).

La figure II.4.16 représente le temps de pose nécessaire pour atteindre en précision de 3 mas (en tout) en fonction de la distance d'une étoile de type G0V. J'ai gardé, pour cette simulation, les mêmes paramètres que j'avais définis avec la densité neutre et notamment la même taille de fenêtre pour les algorithmes.

Il est alors possible de centrer des étoiles de type G0V jusqu'à environ 80 pc ce qui correspond à une étoile de type M0V à 50 pc. Même s'il ne correspond pas aux longueurs d'onde auxquelles le coronographe a le moins d'impact en raison de son chromatisme, le filtre N semble donc bien adapté au centrage de l'étoile avec le coronographe centré à

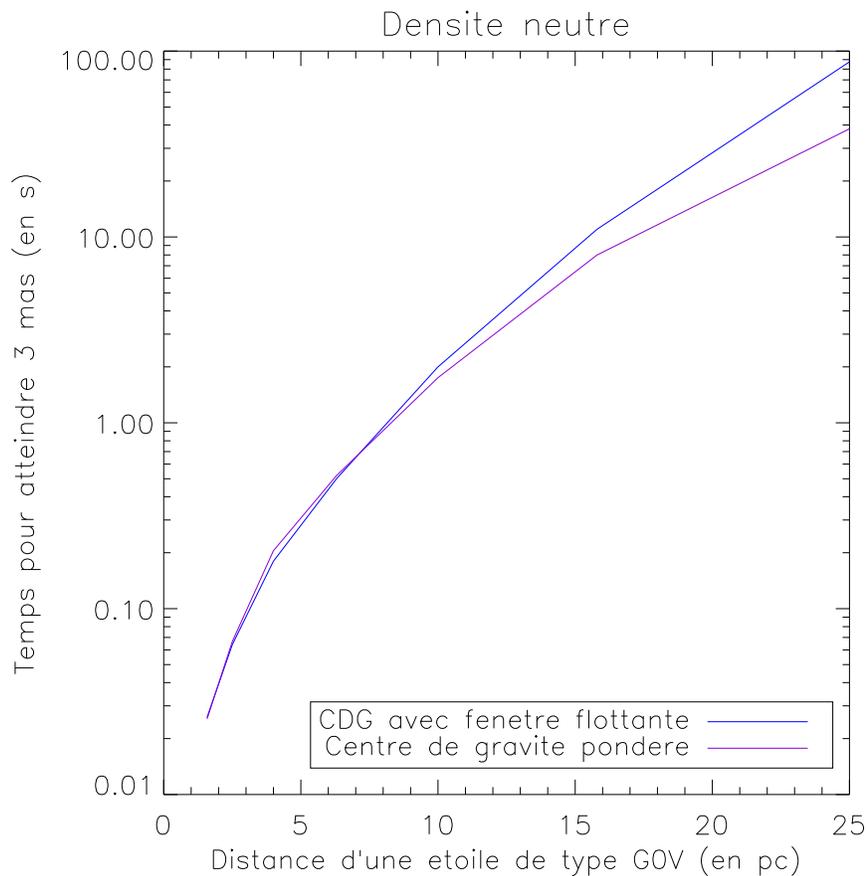


FIG. II.4.15 – Temps de pose minimal pour atteindre une précision de 3 mas radial en fonction de la distance d’une étoile de type G0V.

11.4 μm dans le cas d’étoiles peu lumineuses ; s’il est nécessaire de centrer des objets encore plus faibles, il est possible d’utiliser un autre filtre de l’imageur (par exemple celui centré à 7.7 μm , pour lequel l’atténuation du coronographe est encore moins importante que dans le filtre N mais qui conserve une image échantillonnée à Nyquist).

II.4.5 Conclusion

J’ai donc, dans cette partie, étudié l’ensemble de la problématique de pointage sur MIRI.

J’ai tout d’abord estimé les contraintes de pointage requises par les coronographes pour atteindre un rapport signal-à-bruit suffisant pour détecter des exoplanètes géantes, à savoir une contrainte sur le pointage de 10 mas entre l’étoile cible et le centre du coronographe et de 5 mas entre l’étoile cible et l’étoile de référence.

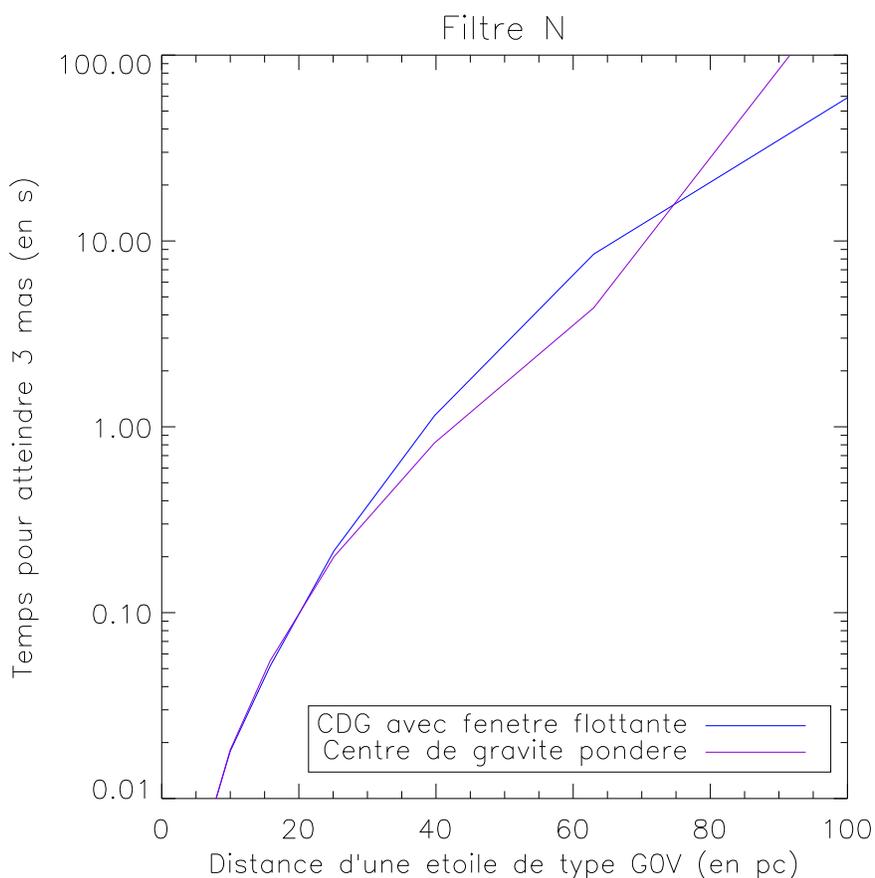


FIG. II.4.16 – Temps de pose minimal pour atteindre une précision de 3 mas en tout, en fonction de la distance d’une étoile de type G0V avec le filtre N de MIRI.

Le deuxième aspect a consisté à étudier les algorithmes les mieux adaptés au centrage sur MIRI, c’est-à-dire à la présence d’un coronographe et aux contraintes de devoir réaliser un algorithme qui pourrait être embarqué. J’ai étudié quatre algorithmes différents.

Le premier est l’ajustement gaussien. Intéressant car non biaisé, ses performances en présence d’erreur statiques sont satisfaisantes. Il semble cependant plus sensible au bruit de lecture. Mais son plus gros inconvénient dans le cas de MIRI est qu’il semble nécessiter plus de mémoire pour être codé dans le système embarqué que les autres algorithmes.

Le deuxième algorithme est le centre de gravité simple. Son biais est au-delà des limites fixées pour MIRI et ne peut être corrigé (il dépend de la position du centre du 4QPM dans le pixel ainsi que de l’orientation des transitions) ; outre ce défaut majeur, il est nettement moins performant que les autres algorithmes à faible flux. Il est donc exclu que MIRI puisse utiliser le centre de gravité classique qui était au départ favorisé (car très simple à implémenter).

Le troisième est le centre de gravité à fenêtre flottante. Sa fenêtre “flottante” permet

d'outrepasser les défauts du centre de gravité classique. Ses performances sont satisfaisantes tant au point de vue du biais que des erreurs dynamiques. En outre, il reste simple à coder et peu gourmand en ressources. Le seul bémol à apporter est qu'il nécessite plusieurs itérations pour être efficace.

Le dernier est le centre de gravité pondéré par une gaussienne. Les résultats sont comparables à ceux de l'ajustement gaussien et du centre de gravité à fenêtre flottante. Peu gourmand en calcul, il nécessite plusieurs itérations pour être efficace. Son seul inconvénient est, qu'en plus de la taille de la fenêtre de calcul, il nécessite que la largeur à mi-hauteur de la gaussienne soit introduite en paramètre d'entrée.

Ainsi, deux algorithmes répondent parfaitement aux contraintes et aux spécifications imposées par MIRI : le centre de gravité avec fenêtre flottante et le centre de gravité pondéré. Tous deux sont itératifs. La décision a été prise par le groupe de travail associant le STScI et le LESIA : le choix s'est porté sur le centre de gravité à fenêtre flottante qui répond mieux aux contraintes imposées par l'ensemble des instruments du JWST et qui nécessite un paramètre de moins que le CdGP (la largeur à mi-hauteur de la gaussienne).

Enfin, le dernier volet de ce travail a été la sélection d'une procédure de centrage répondant aux contraintes de MIRI qui s'est, là encore, faite en collaboration avec le STScI.

Chapitre II.5

Caractérisation des coronographes de MIRI

Les premiers coronographes de phase à quatre quadrants ont été réalisés en 2001 [Riaud, 2003]. Différentes techniques de fabrication ont été étudiées.

La première est la technique du “lift-off”. Il s’agit de déposer une résine photosensible sur un substrat plan, de l’irradier aux ultra-violet après l’avoir cachée par le masque adéquat puis de la développer (une partie du substrat est donc apparente) avant de déposer une couche d’un matériau d’indice proche de celui du substrat afin d’éviter les interférences dues aux réflexions parasites. Enfin, la résine est retirée. Il ne reste que le substrat et le dépôt dans la zone exempte de résine.

Une autre technique utilisée est la “Reactive Ion Etching” (RIE). Cette technique consiste à créer un plasma par un champ électromagnétique radio-fréquence. Ce plasma est constitué d’ions haute énergie qui attaquent la surface du substrat (en partie protégée par un masque).

Dans le cadre de MIRI, différents matériaux ont été étudiés. Il a fallu évaluer leur conformité aux spécifications définies dans II.2.1.1 et pour ce faire utiliser des bancs dédiés. En plus du microscope, permettant d’étudier l’état de la surface, la qualité des transitions ainsi que l’orientation du coronographe, deux bancs existent au LESIA :

- un banc visible permettant d’étudier l’atténuation de composants visibles. Il est aussi possible d’y faire de la spectroscopie basse résolution afin de mesurer l’épaisseur de la marche des quatre quadrants en transmission ou en réflexion (donc indépendamment de l’indice) pour des composants devant fonctionner à n’importe quelle longueur d’onde.
- un banc infrarouge cryogénique qui permet de tester les 4QPM en moyen infrarouge (entre 0.8 et 5 μm) et à basse température.

II.5.1 Les composants testés

Dans un premier temps, ont été testés différents matériaux afin de prouver la faisabilité des 4QPM pour MIRI/JWST et de sélectionner le meilleur, “meilleur” sous-entendant dans ce cas non seulement le composant répondant le mieux aux spécifications mais aussi le fournisseur le plus fiable, c’est-à-dire qu’on a cherché à qualifier le processus complet. Je suis arrivée dans le projet MIRI au moment de ces tests auxquels j’ai participé. Quatre types de composants ont été réalisés puis testés sous la responsabilité de Jacques Baudrand :

- dépôt de ZnSe sur un substrat en ZnSe polycristallin, réalisé par l’institut Fresnel à Marseille,
- attaque RIE du ZnSe réalisé par le CSL à Liège (Belgique),
- attaque RIE du germanium réalisé par le CES-SPEC à Saclay
- attaque RIE du diamant réalisé par Adamantis à Uppsala (Suède).

II.5.2 Qualité de la transition

La technique de dépôt du ZnSe s’est avérée inutilisable sur les 4QPM de MIRI, technique dans laquelle les transitions sont larges de $20\ \mu\text{m}$ (valeur à comparer aux 2 microns requis pour vérifier les spécifications). Dans ce cas, le dépôt de ZnSe n’adhère que mal au substrat et s’arrache par endroits ce qui engendre les mauvaises transitions. Un exemple est représenté sur la figure II.5.1 à gauche.

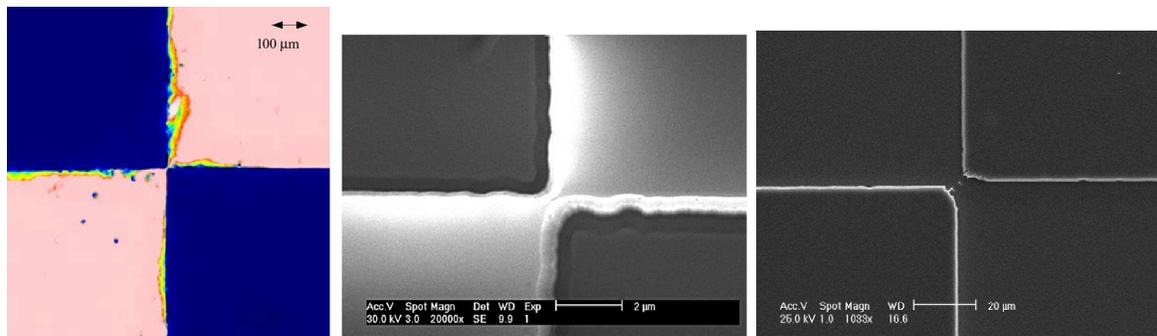


FIG. II.5.1 – Trois exemples de transition de masques coronographiques (attention, les échelles des photos sont différentes). La figure de gauche représente la transition sur un masque en ZnSe fait par dépôt, celle du centre la transition sur un masque en diamant et celle de droite la transition sur un masque en germanium.

Dans le cas du diamant, cette transition est inférieure à 0.5 micron alors qu’elle vaut environ deux microns sur le masque en germanium (voir figure II.5.1).

II.5.3 Les tests sur le banc visible

II.5.3.1 Description du banc

Le banc visible a été conçu pour pouvoir tester différents systèmes coronographiques. Il permet à la fois de déterminer le taux de réjection du coronographe (c'est le mode nulling) mais aussi de déterminer sa longueur d'onde d'utilisation optimale et son chromatisme à l'aide d'une mesure spectroscopique. C'est le montage en nulling qui est représenté sur la figure II.5.2.

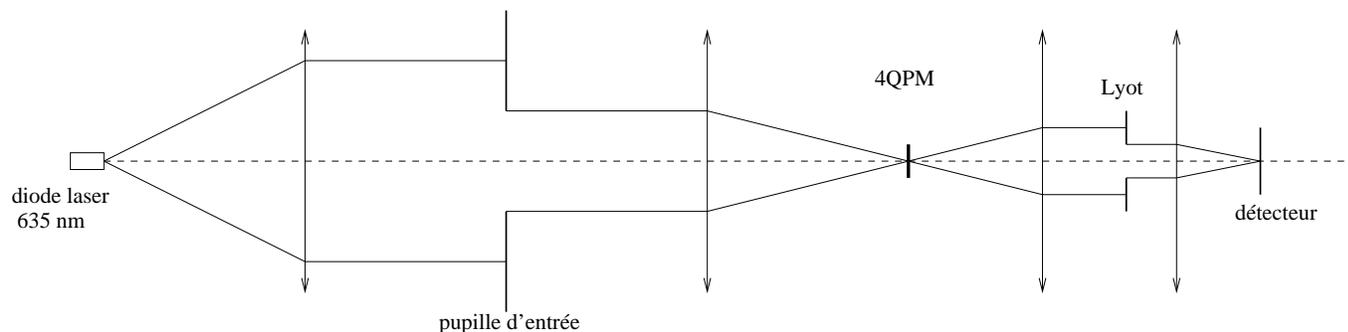


FIG. II.5.2 – Schéma du banc visible fonctionnant en transmission et en mode nulling.

La première lentille projette l'image de la source à l'infini. Suit la pupille d'entrée qui peut être changée en fonction des tests à faire ; elle définit le support d'ouverture et donc l'échantillonnage spatial à la position du masque. Une seconde lentille focalise le faisceau sur le masque coronographique. La lentille suivante conjugue la pupille d'entrée avec le diaphragme de Lyot, qui est un simple trou, conçu pour filtrer la diffraction. Son diamètre est généralement égal à 80 % du diamètre de la pupille. La dernière lentille forme l'image sur la caméra.

Un réseau en transmission de 110 traits par mm a été ajouté pour déterminer la transmission spectrale du coronographe. Pour ce faire, le système optique est éclairé en lumière blanche (grâce à une lampe à incandescence à 3400 K). La longueur d'onde est calibrée en utilisant deux lasers monochromatiques aux longueurs d'onde bien connues (laser He-Ne à 632.8 nm et laser YAG :Nd à 532.05 nm). Le montage peut aussi être configuré pour tester des composants en réflexion (ce qui est le cas du germanium notamment). La mesure est effectuée de la façon suivante. Une mesure est réalisée avec la PSF centrée sur le masque (donc en mode coronographique) ; puis une seconde est faite avec le masque décentré. Cette seconde mesure permet de déterminer l'absorption du substrat en transmission et de l'antireflet lors d'une mesure en réflexion. À chacune de ces images est soustrait le fond. Les mesures obtenues sont des spectres en visible. Puis le spectre réalisé avec la PSF centrée est divisé par celui réalisé avec la PSF décentrée, permettant d'obtenir l'effet du coronographe seul.

II.5.3.2 Mesure d'épaisseur

Le banc a permis de mesurer les spectres d'un certain nombre de coronographes, dont certains à la fois en transmission et en réflexion (le ZnSe et le diamant ; pas le germanium car il n'est pas transparent en visible). Cette double mesure a permis de vérifier l'épaisseur de la marche et l'indice du composant. Ainsi, il est possible de déterminer très précisément (4 nm RMS), dans les conditions d'utilisation, la longueur d'onde centrale optimale à température ambiante.

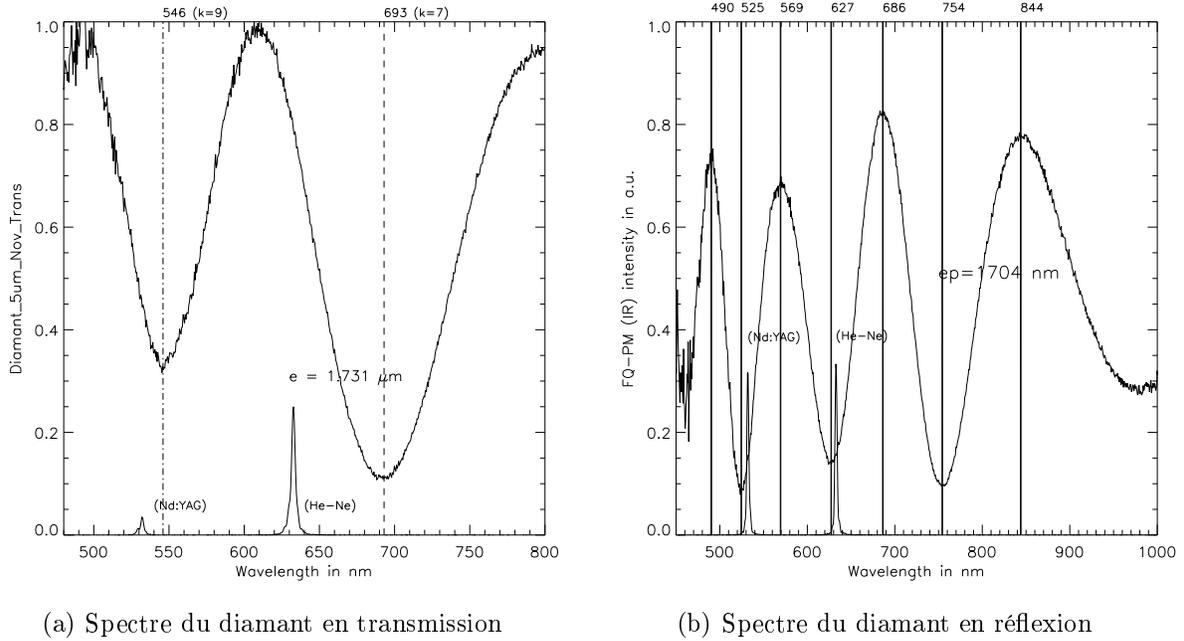


FIG. II.5.3 – Spectres d'un 4QPM en diamant en transmission et en réflexion. La finesse de la transition du diamant permet d'obtenir un très bon contraste sur les spectres. Au-delà de 950 nm, la contamination par l'ordre 2 du réseau est très importante et, par conséquent, les spectres sont déformés.

Le lien entre le déphasage, l'indice et l'épaisseur d'un composant en transmission a été donné dans l'équation II.2.1. En réflexion, l'équation est :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{e}{\cos\left(\frac{i}{2}\right)} (1 + \cos i) \quad (\text{II.5.1})$$

avec i l'angle d'incidence (le composant n'est pas perpendiculaire à l'axe optique pour pouvoir récupérer le faisceau en sortie).

Dans ce cas, les extrema que l'on voit sur la figure II.5.3 vérifient :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{e}{\cos\left(\frac{i}{2}\right)} (1 + \cos i) = k\pi \quad (\text{II.5.2})$$

où k est l'ordre de l'extremum (k est impair pour un minimum et pair pour un maximum). Ainsi, pour un 4QPM prévu pour fonctionner dans le visible, l'épaisseur de marche est importante et lorsque l'on réalise la mesure en visible, on observe des ordres élevés (k est grand). On en voit un exemple sur la figure II.5.3 gauche où les ordres représentés sont compris entre 7 et 9.

II.5.4 L'extinction sur le banc infrarouge

Le travail qui suit est présenté dans l'article à referee de PASP par l'équipe coronographique travaillant sur MIRI [Baudoz, Boccaletti, Riaud, Cavarroc, Baudrand, Reess, et Rouan, 2006a].

II.5.4.1 Description du banc

Un banc moyen infrarouge a été développé au LESIA pour tester l'atténuation des coronographes de MIRI en infrarouge et aux températures cryogéniques. Le schéma du banc est représenté sur la figure II.5.4. Une lampe tungstène alimente une fibre optique qui transmet jusqu'à 5 microns. Un trou source est ajouté pour conserver une source quasi-punctuelle. Le 4QPM est refroidi à 12 K. Un diaphragme de Lyot de 83.3 % joue aussi le rôle de "cold stop" dans le cryostat du détecteur. Le détecteur infrarouge couvre une bande spectrale de 0.8 à 5.2 microns. Pour tester le 4QPM à différentes longueurs d'onde, un filtre modifiable en longueur d'onde, de résolution 9.5 a été introduit dans le train optique. La longueur d'onde centrale varie de 4.66 à 4.84 microns avec l'inclinaison du filtre.

II.5.4.2 Mesure de l'extinction

Plusieurs composants ont été testés sur le banc infrarouge. Les performances obtenues sont montrées sur la figure II.5.5 dans le cas d'un 4QPM en germanium centré à 5 μm . Il s'agit d'un démonstrateur des performances du coronographe, cette longueur d'onde n'existant pas parmi les coronographes de MIRI. Le pic stellaire est atténué d'un facteur 400 et le contraste est de 10^4 à $2 \lambda/D$. Cette performance est limitée par la résolution spectrale de la source ainsi que par sa taille résolue (elle mesure environ $\lambda/5D$). Les performances atteintes sont conformes aux spécifications de MIRI.

II.5.4.3 Sélection du matériau du masque coronographique

Après avoir testé les différents composants fournis, le choix s'est porté sur le germanium, réalisé par le CEA-SPEC à Saclay, pour plusieurs raisons.

Comme je l'ai dit plus haut, le dépôt de ZnSe n'est pas adapté à la hauteur de marche requise, la transition est trop large. Les autres techniques mettaient en compétition l'attaque RIE sur différents matériaux; le ZnSe n'a pas été choisi car il requiert l'utilisation

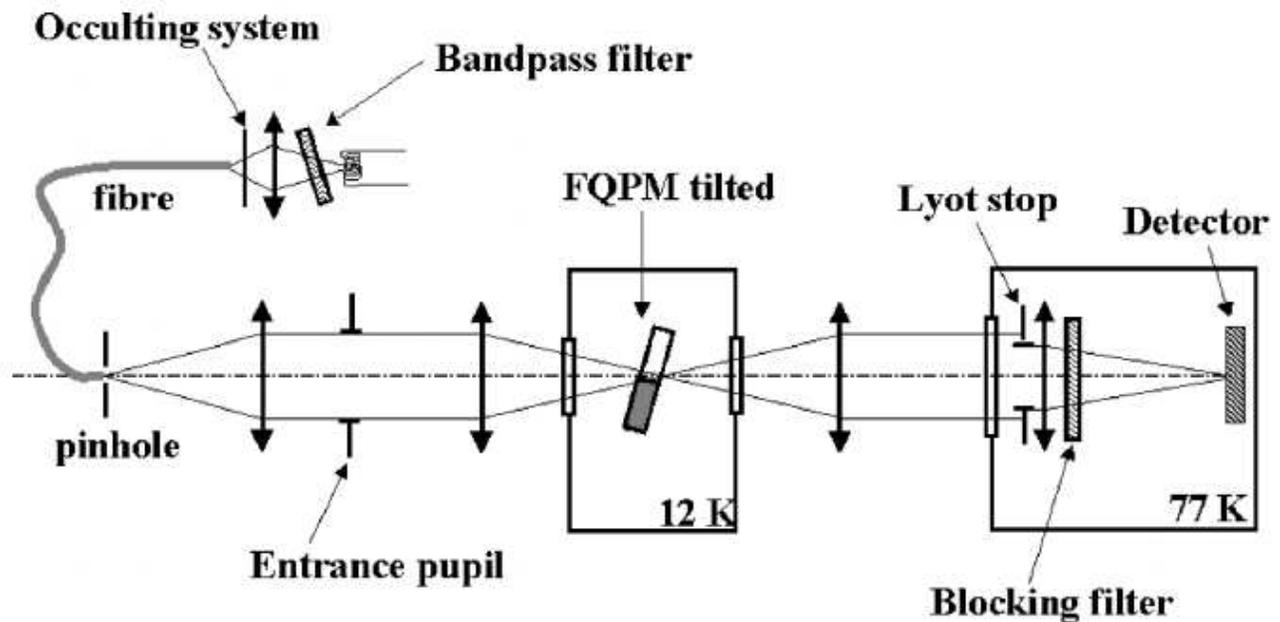


FIG. II.5.4 – Agencement du banc infrarouge cryogénique. Juste après la source, le filtre permet de changer de longueur d’onde en fonction de son inclinaison. Ceci alimente une fibre chalcogénide avec, au bout, un trou de $30\ \mu\text{m}$ de diamètre. Le train de lentilles qui suit est en ZnSe.

d’un substrat de ZnSe monocristallin pur, matériau peu courant et donc d’approvisionnement difficile et onéreux. Les performances du diamant et du germanium vérifiaient toutes les deux les spécifications ; c’est néanmoins le germanium qui a été sélectionné car le fournisseur était le plus fiable des deux.

Par la suite, pour chacune des longueurs d’onde, il a été réalisé cinq composants pour chacun des modèles de MIRI (“Demonstration Model”, “Verification Model”, “Engineering and Technical Model” et finalement “Flight Model”) soit 60 coronographes à tester. Pour chacun, l’épaisseur a été mesurée sur le banc visible et la géométrie (orientation des quadrants et qualité de surface) a été contrôlée. L’antireflet a ensuite été déposé sur les deux faces par la société CILAS. Prévu pour fonctionner en moyen infrarouge, il devient alors difficile de révéifier l’épaisseur de la marche car la réflectivité de l’antireflet aux longueurs d’onde visibles fluctue et empêche de réaliser la mesure spectro-photométrique.

Un exemple est donné sur les figures II.5.6 (cas sans antireflet) et II.5.7 (cas avec antireflet). La figure de droite montre clairement l’absorption de l’antireflet. Cet antireflet est constitué de quatre couches de compositions et d’épaisseurs différentes déposées sur le germanium :

- 32.6 nm de YF_3 ,
- 584.5 nm de BaF_2 ,

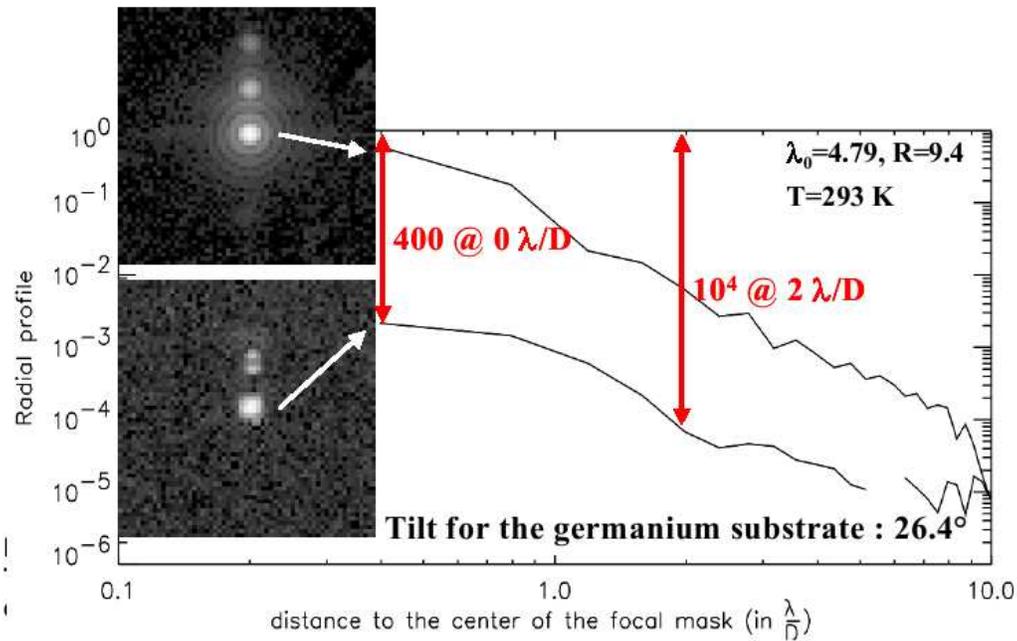


FIG. II.5.5 – Résultat du nulling sur un composant infrarouge centré à $5 \mu\text{m}$. La courbe du haut est la PSF, celle du bas le profil coronagraphique. Le composant est tourné de 26° afin de déplacer les images parasites du centre de l'image afin de pouvoir estimer correctement l'atténuation du coronographe. Figure extraite de Boccaletti *et al.* [2005].

- 32.6 nm de YF_3 ,
- 472.1 nm de $ZnSe$.

II.5.5 Conclusion

J'ai présenté dans cette partie l'ensemble des procédures utilisées dans la caractérisation des masques coronagraphiques de MIRI.

Beaucoup de tests, auxquels j'ai participé, ont été réalisés sur les composants sélectionnés pour MIRI. Ils ont d'abord permis de choisir le matériau le plus adapté à la réalisation des coronagraphes moyen infrarouge de l'instrument. Après le choix du germanium, de nombreux masques ont été réalisés ; chacun a été testé selon les procédures présentées afin de trouver le meilleur composant, celui qui est le mieux centré par rapport aux filtres de MIRI, et dont la transition vérifie les spécifications.

Ces outils sont aussi utilisés pour contrôler et pour tester l'ensemble des masques coronagraphiques développés au LESIA.

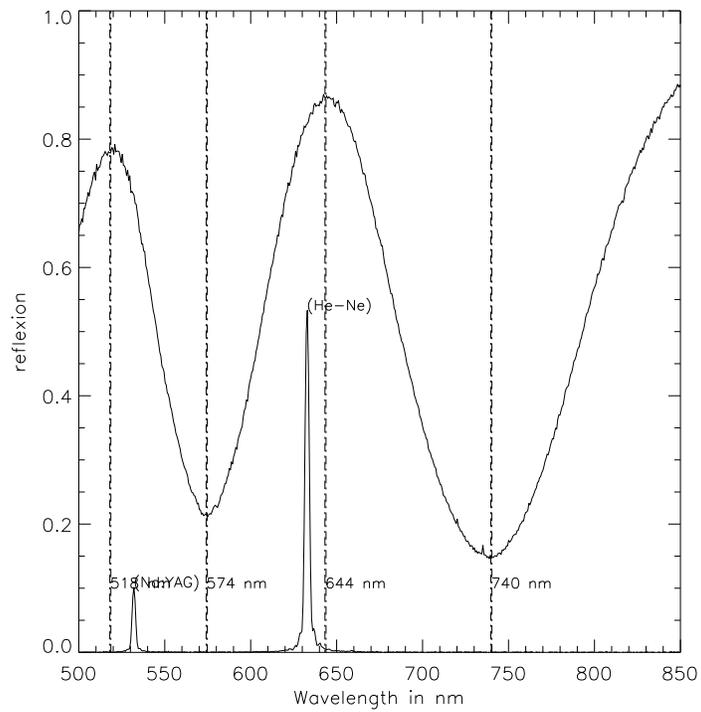


FIG. II.5.6 – Exemple d'un spectre de 4QPM en germanium avant le dépôt de l'antireflet.

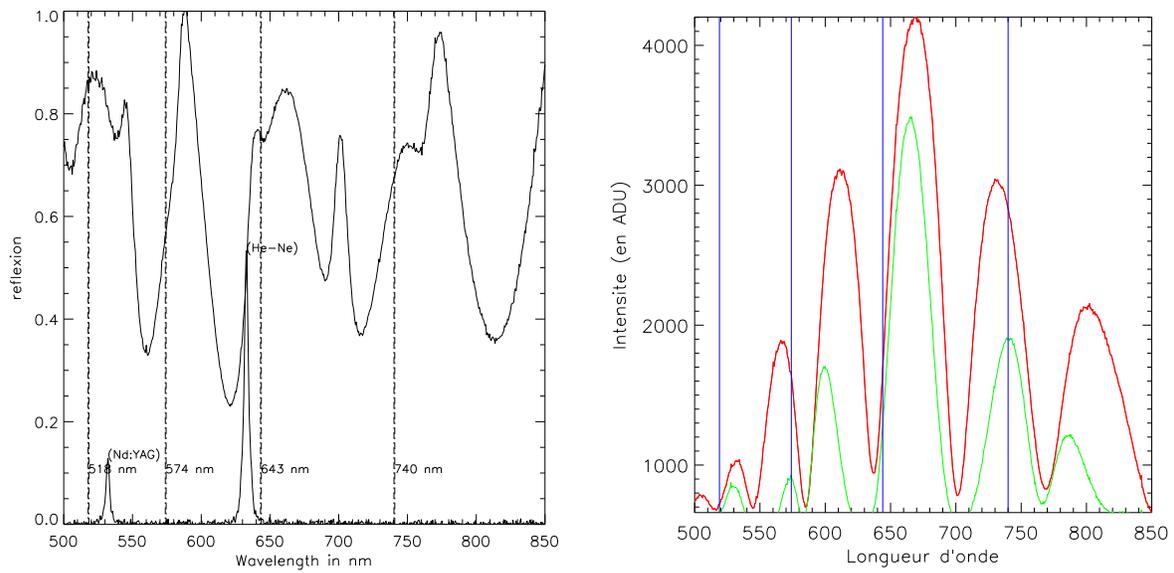


FIG. II.5.7 – Effet du dépôt de l'antireflet sur le germanium. À gauche, spectre obtenu avec un 4QPM traité; à droite, la courbe rouge correspond au spectre de l'antireflet et la verte au spectre du 4QPM. Les lignes bleues représentent les extrema obtenus avant le dépôt de l'antireflet.

Chapitre II.6

Conclusion et perspectives

J'ai, dans le présent chapitre, étudié des aspects très différents des coronographes de phase de MIRI, de l'étude théorique des performances à la réalité, de simulations pures à des aspects plus pratiques.

Un des objectifs principaux du programme scientifique de MIRI est la détection et la caractérisation d'exoplanètes. La sensibilité des coronographes de phase à quatre quadrants de MIRI a été étudiée en prenant en compte les caractéristiques du télescope (forme de la pupille, obstruction centrale, niveau et répartition fréquentielle des aberrations) et celles de l'instrument MIRI (notamment sur la précision d'alignement et de focalisation des différents systèmes optiques et la précision de pointage). En considérant l'ensemble de ces contraintes, la réjection maximale des coronographes de MIRI est d'environ 300 ce qui est, à l'exception de cas très favorables d'étoiles très jeunes ou très faibles, insuffisant pour détecter directement des planètes de type Jupiter. Deux types de calibrations peuvent être envisagées (voire associées) : la soustraction d'une étoile de référence à la même longueur d'onde qui est une technique classique ou la soustraction de la même étoile à deux longueurs d'onde. Changer de filtre ne devrait pas entraîner, théoriquement, de changement de pointage ; les images de l'étoile aux deux longueurs d'onde seront donc centrées de la même façon derrière le coronographe, rendant la calibration très bonne. Néanmoins cette technique ne peut être utilisée que pour des longueurs d'onde proches et pour lesquelles les flux de la planète sont très différents. On ne peut donc l'utiliser pour le filtre à $15.5 \mu\text{m}$; en outre, elle utilise des *a priori* sur le spectre de la planète (absorption de NH_3 à $10.65 \mu\text{m}$). La calibration classique, par une étoile de référence, requiert une reproductibilité de positionnement très grande (que ce soit derrière le masque coronographique ou au niveau de la roue à filtre pour retrouver les mêmes speckles) et une très grande stabilité. C'est cette seconde technique que j'ai toutefois utilisée pour étudier la détectabilité des planètes. Je me suis particulièrement intéressée aux planètes de $1, 5$ et $10 M_J$ à $1, 2, 5$ et 10 UA de leurs étoiles, pour des étoiles de la séquence principale à moins de 20 pc. Les calculs utilisent le type spectral, la distance et l'âge de l'étoile, ce dernier paramètre permettant d'estimer la température de la planète (modèle de Burrows *et al.* [1997]). Mon étude des étoiles proches a mis en évidence qu'environ 15% des planètes de $10 M_J$ sont détectables autour de ces étoiles, principalement autour des étoiles les moins lumineuses pour lesquelles le contraste

planète-étoile est le plus favorable. Ce chiffre est de 6.5 % pour des planètes de $5 M_J$ à 10 UA de leur étoile hôte et de 1.5 % pour des planètes de $1 M_J$ à 10 UA.

Une autre technique qui pourrait répondre aux objectifs scientifiques de MIRI est la méthode des transits. Tinetti *et al.* [2007] a détecté, en moyen infrarouge (entre 3 et 9 μm), la présence d'eau dans l'atmosphère d'une planète de $1.15 M_J$ en orbite autour d'une étoile de type K1 (HD 189733). Dans ce cas, la profondeur du transit est d'environ 2.5 %.

Cette méthode peut permettre d'accéder à certaines données spectrales pour des planètes de masse inférieure à celle de Jupiter. Je n'ai étudié, ici, que le cas d'une Terre primitive autour d'étoiles de types F2, G2 et K2 à différentes distances : si MIRI est intéressant dans le cas d'étoiles relativement brillantes (les autres étant dominées par le fond thermique), NIRCcam peut aussi être utilisé pour étudier des étoiles plus faibles à moins de 5 μm . Cette étude n'est qu'une ébauche qui demande à être poursuivie afin d'étudier notamment les possibilités qu'amènerait l'utilisation du masque coronographique de Lyot sur MIRI (ou du "band-limited" sur NIRCcam) : en atténuant le flux de l'étoile, ces deux masques coronographiques permettraient de pouvoir utiliser l'ensemble des filtres de MIRI et de NIRCcam (le détecteur est saturé dans beaucoup de cas). Un exemple intéressant est le filtre de MIRI à 7.7 μm qui permettrait de détecter la raie du méthane.

Dans le cadre de la coronographie avec les 4QPM sur MIRI, il est nécessaire de bien centrer l'étoile sur le masque coronographique. Je me suis donc intéressée aux procédures de pointage de MIRI ; j'ai mis en évidence que les algorithmes initialement prévus dans le JWST n'étaient pas adaptés (ils étaient biaisés avec un biais non corrigé) et j'en ai proposé d'autres répondant mieux aux contraintes et aux spécifications imposées par l'instrument, notamment permettant de réaliser la procédure de centrage rapidement, optimisant le temps de télescope pour les observations scientifiques. La réalisation du système coronographique a nécessité quatre modèles de tests. J'ai donc testé certains de ces modèles sur le banc visible du LESIA afin de vérifier leur conformité aux spécifications, notamment leur longueur d'onde de centrage.

Troisième partie

Le futur : les ELTs suffisants pour “voir”
des Terres ?

Introduction

Comme nous l'avons vu en début de manuscrit sur la figure I.0.1, le contraste entre une planète terrestre et le Soleil est de $2 \cdot 10^{-10}$ en visible et en proche infra-rouge. En revanche, le gain en résolution que doit apporter un très grand télescope à ces longueurs d'onde permet en principe de gagner beaucoup en contraste à une distance angulaire donnée. Il est donc intéressant d'évaluer les capacités d'un ELT dans des conditions plus ou moins réalistes. Or l'observation depuis le sol se heurte à beaucoup de difficultés : il n'est possible d'observer que dans les fenêtres de transmission de l'atmosphère, la turbulence atmosphérique limite la qualité des observations, le fond thermique est important,...

Je présenterai d'abord ce que sont les ELTs, leurs caractéristiques et leur intérêt dans la détection d'exoplanètes. J'introduirai ensuite les différentes limitations des systèmes d'optique adaptative. Depuis le sol, un système d'optique adaptative performant est nécessaire pour obtenir une image la plus parfaite possible, c'est-à-dire ayant un bruit de speckles faible ; j'utilise donc dans mes simulations un système d'optique adaptative extrême présenté dans la partie III.2. Même avec un tel système, il n'est pas possible d'atteindre un niveau de contraste suffisant pour détecter une planète tellurique (le bruit de speckles reste 5000 fois plus élevé que le pic planétaire). Pour augmenter ce contraste, j'utilise un système coronographique en aval de l'optique adaptative. Avec le rapport de Strehl optimiste de 98 %, le coronographe reçoit un front d'onde imparfait : 2 % de la lumière stellaire est donc dans le halo empêchant d'atteindre un contraste supérieur à 10^{-6} .

Pour améliorer le contraste et réduire le bruit de speckles, un système de calibration est indispensable. Nous verrons, dans un cas simplifié, le gain apporté par la calibration. La suite de mon étude s'intéresse à la limite de détectabilité qui peut être atteinte, dans des cas théoriques, par un système combinant optique adaptative, coronographie et imagerie différentielle simultanée, une des voies possible de calibration.

Je comparerai ensuite ce modèle à des cas de coronographes existant. Enfin, j'étudierai de façon théorique des systèmes prenant en compte les défauts d'amplitude que j'avais dans un premier temps négligés et un système réel de calibration.

Chapitre III.1

Présentation

III.1.1 Les projets en concurrence

Plusieurs projets de télescopes de très grande taille sont prévus dans le monde. Je ne présenterai que les trois projets principaux. Deux autres projets, un japonais [Iye, 2006] et un chinois [Cui, 2006] sont aussi à l'étude mais peu de détails sont disponibles.

III.1.1.1 Le "Giant Magellan Telescope" (GMT)

Prévu pour 2016, le design du GMT est représenté sur la figure III.1.1. Le miroir primaire est constitué de six miroirs monolithiques de 8.4 mètres autour d'un miroir central troué [McCarthy, 2006]. Le primaire a une ouverture de $f/0.7$; l'ouverture finale est de $f/8$. Fruit d'une collaboration des instituts américains et de l'Australie, il est prévu qu'il soit installé à Las Campanas aux Canaries. Ce design est techniquement le plus simple des ELTs car la réalisation des miroirs du primaire a déjà été testée sur le LBT (qui est un télescope comprenant deux primaires de 8.4 m de diamètre sur la même monture).

Six instruments de première génération sont prévus :

- un spectrographe multi-objets en visible,
- un spectrographe haute résolution en visible,
- un spectrographe multi-objets en proche infrarouge,
- un imageur associé à une optique adaptative extrême en proche infrarouge,
- un spectromètre haute résolution dans le proche infrarouge,
- un imageur et un spectrographe associés à une optique adaptative en infrarouge thermique.

Plus de détails sur ces instruments, le design et les objectifs scientifiques peuvent être trouvés sur le site du GMT <http://www.gmto.org>.

III.1.1.2 Le "Thirty Meter Telescope" (TMT)

Le TMT est un projet nord-américain comprenant quatre partenaires (Caltech, l'université de Californie, un consortium canadien et un consortium américain). Comme son nom

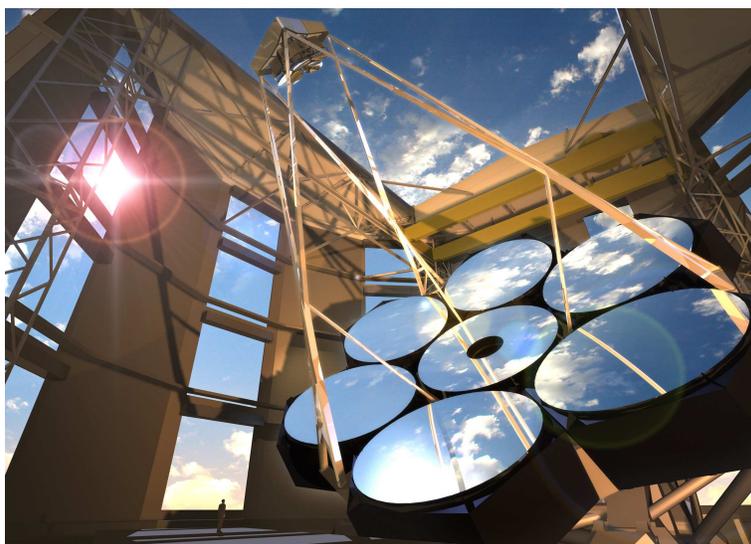


FIG. III.1.1 – Vue d'artiste du GMT.

l'indique, il s'agit d'un télescope de 30 m (voir sur la figure III.1.2) constitué d'environ 700 miroirs hexagonaux formant un primaire parabolique avec une monture altazimutale. Sa mise en service est prévue en 2015 [Crampton et Ellerbroek, 2006]. Le secondaire sera, à terme, adaptatif, même si ce n'est pas prévu pour la première lumière. L'ouverture du primaire, parabolique, est de $f/1$; l'ouverture finale est de $f/15$. Ce projet repose sur l'expertise acquise lors de la réalisation des télescopes Keck au Mauna Kea à Hawaii.

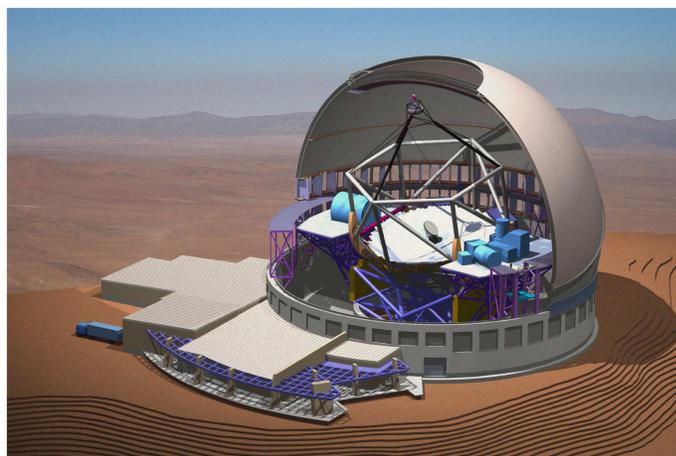


FIG. III.1.2 – Vue d'artiste du TMT.

De même que pour le GMT, six instruments classiques de première génération sont prévus :

- un spectromètre imageur en infrarouge,

- un spectromètre grand champ aux longueurs d'onde optiques,
- un spectromètre infrarouge multi-objets,
- un spectromètre à échelle à haute résolution en infrarouge thermique,
- un imageur à très haut contraste associé à de la spectroscopie basse résolution dédié à la détection d'exoplanètes,
- un spectromètre optique à haute résolution,
- un système d'optique adaptative infrarouge à champ étroit.

Plus d'informations sur le projet peuvent être trouvées sur <http://www.tmt.org>.

III.1.1.3 L'"European Extremely Large Telescope" (E-ELT)

L'E-ELT est issu de la fusion de deux projets : l'Euro-50 proposé par les Suédois et OWL, télescope de 100 m, proposé par l'ESO. Le projet résultant est un télescope de 42 m composé de 906 hexagones de 1.45 mètres et représenté sur la figure III.1.3. Le design sélectionné comporte cinq miroirs.

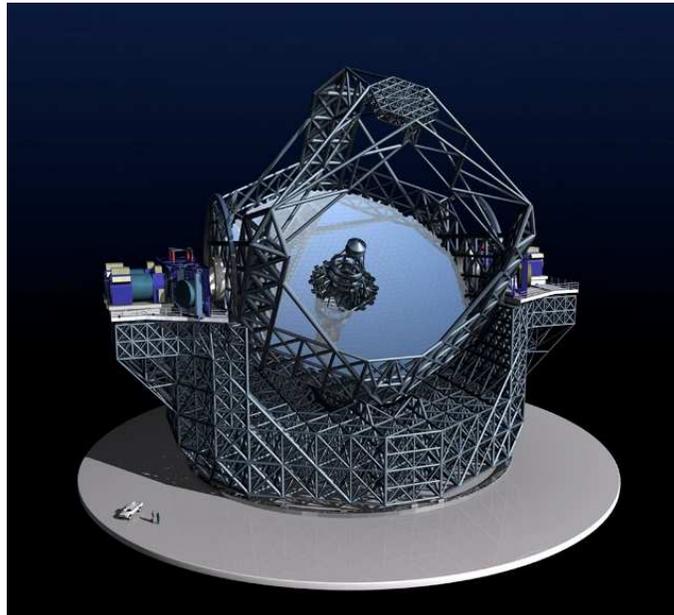


FIG. III.1.3 – Vue d'artiste de l'E-ELT.

Le primaire est un miroir asphérique. Le secondaire est un miroir actif de 6 m suivi par un tertiaire légèrement asphérique. Deux miroirs plans adaptatifs renvoient le faisceau vers les foyers Nasmyth de l'instrument. Le champ est de 10 arcminutes. Le schéma du design est représenté sur la figure III.1.4.

Là encore, plusieurs instruments sont proposés pour la première lumière :

- un imageur proche infrarouge,
- un spectrographe multi-objets en proche infrarouge,

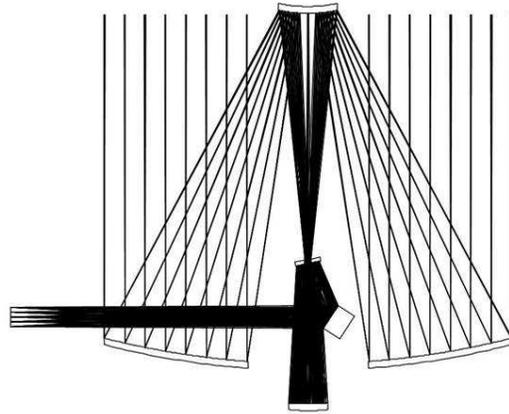


FIG. III.1.4 – Le design de l'E-ELT composé de 5 miroirs.

- un spectrographe en visible ultrastable,
- un imageur/spectromètre en infrarouge thermique.

Le site <http://www.eso.org/projects/e-elt/> regroupe des informations plus précises.

III.1.2 Le potentiel des ELTs dans la détection d'exoplanètes

L'engouement pour la recherche d'exoplanètes, lié à l'intérêt dans la recherche d'une vie extraterrestre, ont poussé la communauté qui travaille sur le sujet à s'intéresser rapidement aux capacités des futurs ELTs dans le domaine du haut contraste afin de détecter directement des exoplanètes.

En effet, le diamètre très important de ces télescopes a plusieurs avantages. Tout d'abord, leur surface inégalée permet d'augmenter la sensibilité de détection, critique dans la détection d'exoplanètes, et donc d'augmenter les capacités de détection par rapport à des télescopes de 8 m. Ce gain est en D^2 .

En outre, la figure III.1.5 représente le profil radial d'une PSF parfaite (dans le cas d'un télescope circulaire sans aberration) pour différents diamètres de télescopes de 8 m, le diamètre des télescopes actuels, à 42 m, le diamètre prévu de l'E-ELT. On voit ainsi, qu'à une distance angulaire donnée, le gain est en D^3 : ainsi, on gagne 5.5 magnitudes de contraste en passant d'un télescope de 8 m à un télescope de 42 m ; la contribution stellaire à $0.07''$ n'est donc plus que de 10^{-4} au lieu de $1.5 \cdot 10^{-2}$. Ce gain en θ^3 sera tout de même limité par le bruit de speckles d'où l'analyse complète qui va suivre.

Différentes études de signal à bruit ont alors été menées pour quantifier les capacités

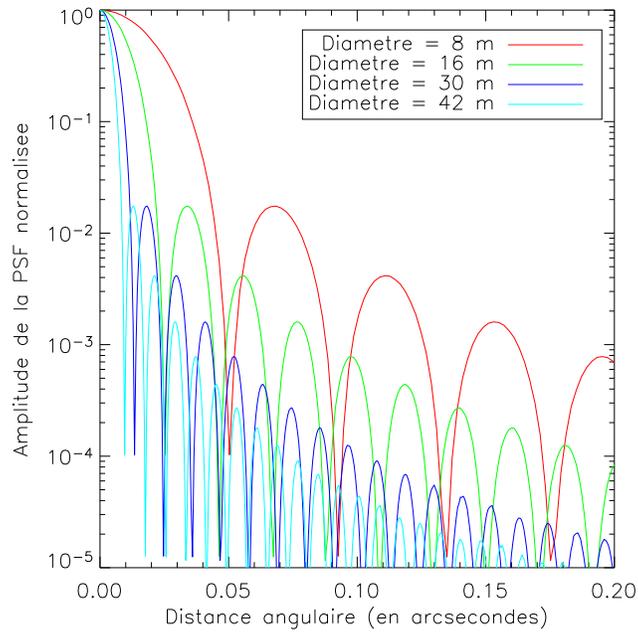


FIG. III.1.5 – Influence de la taille du télescope sur la résolution angulaire. La figure représente les profils d'image de télescopes de 8 à 42 m dans un cas théorique parfait d'une pupille circulaire non obstruée.

de détection des ELTs et notamment de OWL, sans avoir à simuler de façon complète le télescope.

Hainaut *et al.* [2007]; Hawarden *et al.* [2003]; Perryman *et al.* [2005]; Lardiere *et al.* [2004a] mènent ces études en ne considérant que les speckles dûs à l'optique adaptative et le bruit de photons engendrés par ces speckles. Ainsi, le niveau de détectabilité augmente simplement en \sqrt{t} avec t le temps de pose; ainsi pour un temps de pose infini, on est sûr de pouvoir détecter une planète. Or, si le halo dû aux aberrations statiques sont d'un niveau négligeable par rapport aux résidus d'optique adaptative sur une courte pose, il va néanmoins limiter le rapport signal-à-bruit qui atteindra un seuil même pour un temps de pose infini. C'est ce que nous allons montrer analytiquement par la suite. Des simulations viendront illustrer ce résultat.

Chapitre III.2

Un élément essentiel : l'optique adaptative

L'atmosphère est un milieu turbulent. Les masses d'air se déplacent engendrant des variations de température et de pression. L'indice de réfraction n'est donc pas uniforme et lorsque la lumière franchit les différents milieux qu'elle rencontre, elle subit à chaque fois une déviation infime responsable des tavelures mais aussi de la scintillation sur laquelle je reviendrai plus tard. Dans un premier temps, je vais négliger cette scintillation et ne considérer que les aberrations dues à l'atmosphère. L'optique adaptative (OA) est un moyen de les corriger en partie. Le principe est simple (voir la figure III.2.1) mais la mise en œuvre complexe : un miroir déformable est placé sur le trajet du rayon lumineux afin de corriger le front d'onde perturbé. Ce miroir déformable est piloté par un système de contrôle qui reçoit les informations d'un système d'analyse de front d'onde et les transforme en commande pour le miroir déformable. Les déformations appliquées sont inverses de celle du front d'onde de sorte que le front d'onde corrigé soit plan. Le système d'analyse de surface d'onde est placé derrière une lame dichroïque qui sépare la lumière pour envoyer une partie vers la voie d'imagerie alors qu'une autre partie du spectre est envoyé vers la voie d'analyse. Le système fonctionne en boucle fermée. Après fermeture de la boucle, l'analyseur ne voit qu'un front d'onde résiduel et le miroir déformable ne fait que réajuster légèrement sa forme pour pallier l'évolution temporelle de la turbulence.

La plupart des simulations d'optique adaptative nécessitent des temps de calcul importants mais sont capables de fournir des résultats très réalistes. Un autre avantage de ce type de simulations est qu'elles sont capables de simuler des comportements de systèmes au deuxième ordre tels que les défauts d'alignement des systèmes optiques, les défauts dans la fonction d'influence, dans la matrice de reconstruction, ...

Je fais donc l'hypothèse simplificatrice que le système d'OA est idéal, seulement limité par les défauts propres des composants. J'utilise l'approche de Rigaut *et al.* [1998], utilisée aussi à l'ONERA [Conan *et al.*, 2004; Fusco *et al.*, 2006] qui a développé les codes qui sont utilisés dans la suite. C'est une approche semi-analytique dans laquelle on exprime de façon analytique les DSP des différents termes qui limitent les performances de l'optique adaptative dans le domaine de Fourier. Cette méthode donne de bons résultats pour estimer

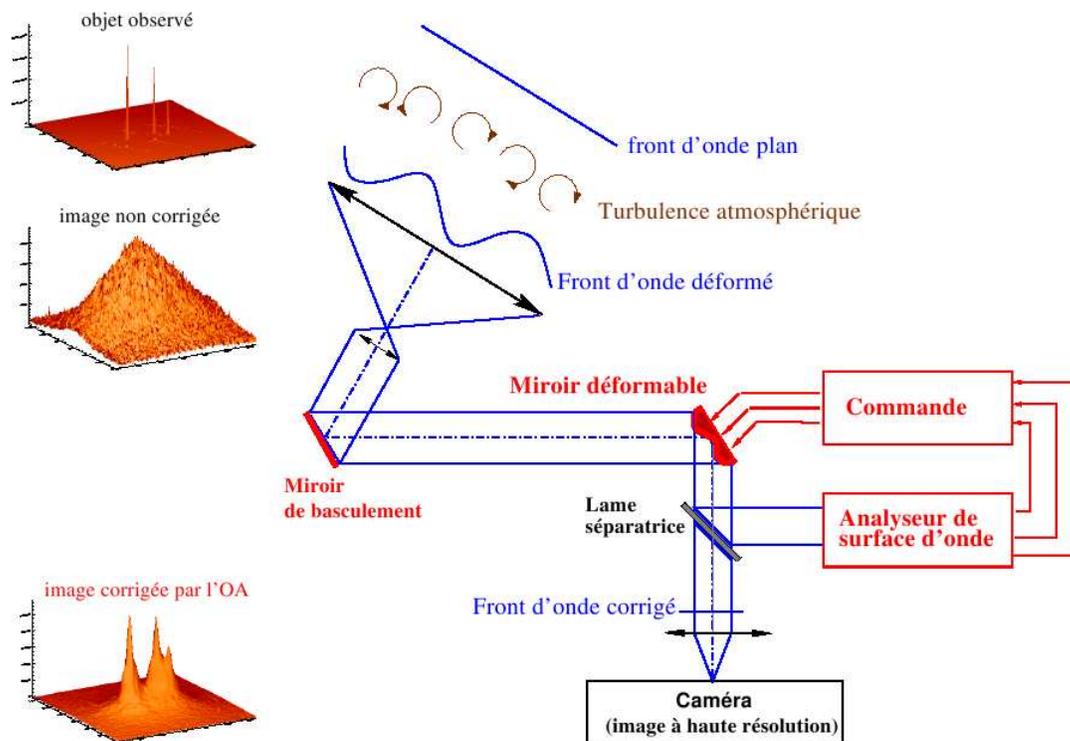


FIG. III.2.1 – Principe général d’un système d’optique adaptative (crédit de la figure T. Fusco).

les performances d’un télescope donné sur un site donné. Elle permet seulement de répondre à la question : si un système d’OA idéal était installé sur tel télescope à tel endroit, quelles performances pourrais-je, au mieux, atteindre sur le ciel ?

III.2.1 Les limitations

La DSP de la phase résiduelle peut se décomposer en 5 termes différents :

$$DSP_{res} = DSP_{fitting} + DSP_{aniso} + DSP_{servo-lag} + DSP_{aliasing} + DSP_{bruit_{analyseur}} \quad (III.2.1)$$

Je vais, dans ce qui suit, étudier chaque type d’erreur dans le cas d’un ELT de 42 m, au niveau d’un site astronomique classique. On s’intéresse à un système d’optique adaptative extrême : un tel système est dit “extrême” car constitué d’un très grand nombre d’actuateurs au niveau du miroir déformable afin d’obtenir un rapport de Strehl le plus proche possible de 100 %. Deux types d’analyseurs vont être étudiés. L’objectif est surtout d’obtenir une excellente correction près de l’étoile, dans la zone où l’on recherche les exoplanètes.

Le profil de turbulence atmosphérique choisi est semblable à celui de Paranal.

III.2.1.1 Erreurs de *fitting*

Ce sont les modes non corrigés par l'OA, c'est-à-dire au-delà de la fréquence de coupure de l'OA f_C . On peut l'exprimer par $f_C = 1/2d$ avec d la distance inter-actuateurs.

$$DSP_{fitting}(f) = \begin{cases} 0 & \text{si } |f| < f_C \\ \frac{0.023}{r_0^{5/3}} f^{-11/3} & \text{si } |f| > f_C \end{cases} \quad (\text{III.2.2})$$

Cette erreur peut s'exprimer par l'équation III.2.2. Elle n'est pas critique dans le cadre des ELTs. Toutes les autres erreurs sont des erreurs à des fréquences plus basses, c'est-à-dire corrigées par l'OA mais de façon imparfaite. Ici (III.2.2), la fréquence de coupure dans cet exemple est de 3.3 m^{-1} .

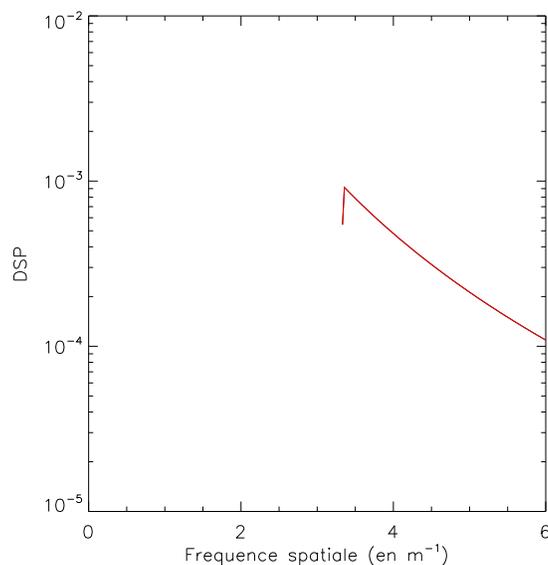


FIG. III.2.2 – Erreur de fitting simulée avec le modèle semi-analytique.

Néanmoins, l'erreur de fitting n'apparaît jamais seule, d'autres erreurs vont venir limiter les performances aux basses fréquences.

III.2.1.2 Erreurs d'anisoplanétisme

La réfraction différentielle fait que des faisceaux à des longueurs d'onde différentes semblent provenir de directions décalées dans le ciel. Ce tilt chromatique est compensé par l'ADC ("Atmospheric Dispersion compensator"). Il n'en demeure pas moins que les rayons ont traversé des couches d'altitude en des endroits différents ; ainsi une erreur chromatique semblable à de l'anisoplanétisme se produit.

$$DSP_{aniso}(f) = 0.046 f^{-11/3} \sum_{n=1}^{N_l} r_{on}^{-5/3} (1 - \cos(2\pi f \theta h_n)) \quad (\text{III.2.3})$$

avec N_l le nombre de couches, θ l'angle zénital, h_n l'altitude de la couche considérée. L'effet est représenté sur la figure III.2.3.

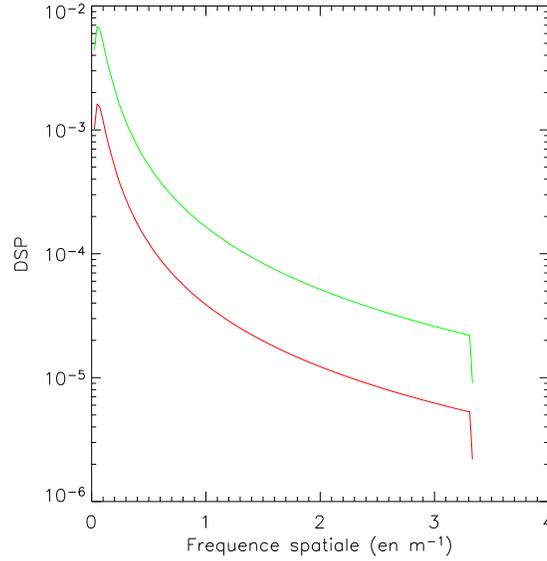


FIG. III.2.3 – Erreur d'anisoplanétisme simulée avec le modèle semi-analytique. La longueur d'onde d'observation est 1.6 microns. Pour la courbe verte, la longueur d'onde d'analyse est 0.8 micron ; pour la courbe rouge, elle est de 0.6 micron.

III.2.1.3 Erreur temporelle

Cette erreur correspond au comportement temporel de la boucle d'OA : le système ne peut instantanément corriger un changement dans la phase d'arrivée.

$$DSP_{servo-lag}(f) = 0.023 f^{-11/3} \sum_{n=1}^{N_l} r_{on}^{-5/3} (1 - 2 \cos(2\pi f v_n t_d) \sin_C(v_n t_i f) + \sin_C^2(v_n t_i f)) \quad (\text{III.2.4})$$

avec \sin_C le sinus cardinal.

Elle dépend donc du retard de la boucle d'OA t_d et du temps d'intégration t_i mais aussi de la vitesse du vent de la couche n v_n . La figure III.2.4 représente la DSP après correction de l'OA en présence d'erreur temporelle seulement. On y voit que cette erreur augmente sensiblement vers les basses fréquences. Cette erreur impose donc un système d'OA très rapide afin de corriger suffisamment le halo près de l'étoile. C'est en outre un paramètre

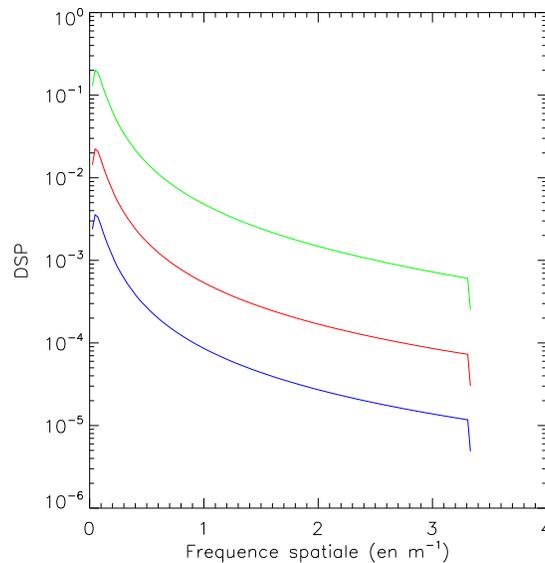


FIG. III.2.4 – Erreur temporelle simulée avec le modèle semi-analytique. La courbe verte correspond à une vitesse de l'OA de 0.3 kHz pour un vent de 12.5 m.s^{-1} , la rouge à une OA à 1 kHz pour un vent de 12.5 m.s^{-1} et la bleue pour une OA à 1 kHz pour un vent de 5 m.s^{-1} .

très sensible : avec un facteur 3 perdu dans la boucle d'OA, la perte sur la DSP est de 10. L'influence du vent est du même type.

III.2.1.4 Bruit de l'analyseur

Cette erreur provient du bruit de photons et du bruit de lecture de l'analyseur. Elle diffère en fonction du type d'analyseur. Je vais étudier deux types d'analyseurs : l'analyseur de Shack-Hartmann et l'analyseur pyramidal.

III.2.1.4.1 Pour un Shack Hartmann

Un analyseur de Shack-Hartmann est un analyseur plan pupille. Il est constitué d'une matrice de micro-lentilles et d'une caméra placée au foyer des micro-lentilles. Le front d'onde plan qui arrive sur la matrice de micro-lentilles est focalisé localement par chaque lentille sur la caméra au centre de chaque sous-pupille. Si le front d'onde est localement incliné par rapport aux micro-lentilles, la tache lumineuse sur la caméra est déplacée. Plus le front d'onde est localement incliné et plus la tache lumineuse est éloignée du centre de la sous-pupille. Comme l'image sur la caméra est généralement une tache et pas un point, on caractérise sa position par le centre de gravité de la tache. Sa DSP est telle que [Rigaut *et al.*, 1998] :

$$DSP_{bruit}(f) \propto \frac{1}{(2\pi f \sin_C(df))^2} \quad (\text{III.2.5})$$

Le facteur de normalisation est proportionnel au bruit sur chaque sous-ouverture.

III.2.1.4.2 Pour une pyramide

L'analyseur pyramidal est un analyseur plan focal dont la mesure dépend de la dérivée de la phase. La pyramide agit en fait comme quatre couteaux de Foucault. Le faisceau lumineux qui arrive au sommet de la pyramide produit après elle quatre images de la pupille sur un plan d'observation. La dérivée de la phase selon x est reliée à la différence d'intensité dans les cadrans $x > 0$ et $x < 0$, de même, la dérivée de la phase selon y est reliée à la différence d'intensité dans les cadrans $y > 0$ et $y < 0$. Dans un cas sans modulation, la DSP s'exprime par :

$$DSP_{bruit}(f) \propto \frac{1}{(2 \sin_C(df_x) \sin_C(df_y))^2} \quad (\text{III.2.6})$$

avec f_x et f_y la décomposition de f sur les axes x et y .

En effectuant un développement limité de ces bruits à basse fréquence, on voit aisément l'intérêt de la pyramide ($DSP \propto 1$) sur le Shack Hartmann ($DSP \propto 1/f^2$) pour la réduction du bruit.

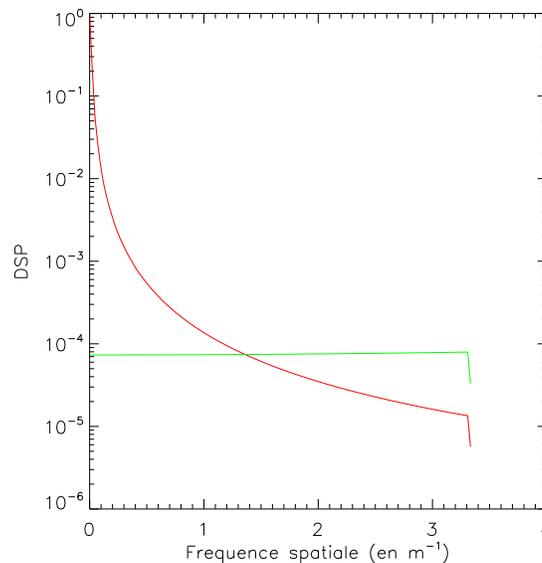


FIG. III.2.5 – Bruit de deux types d'analyseurs simulés avec le modèle semi-analytique. La courbe rouge représente le bruit de photons sur l'analyseur de Shack-Hartmann alors que la bleue représente ce même bruit sur la pyramide.

Cet intérêt est mis en exergue par la figure III.2.5 : pour l'analyseur de Shack Hartmann, plus les fréquences spatiales sont petites plus grand est le bruit alors que pour un analyseur pyramidal toutes les fréquences sont affectées de la même façon par le bruit de photons. Ainsi, l'analyseur le plus intéressant dans le cadre des ELTs où l'on cherche à regarder à des distances angulaires très faibles semble être l'analyseur pyramidal.

III.2.1.5 Aliasing

Comme son nom l'indique, il s'agit d'un repliement des hautes fréquences spatiales sur les basses fréquences.

$$DSP_{aliasing}(f) = \frac{0.023}{r_0^{5/3}} \sum_{n=1}^{\infty} (\sin_C^2(vt_i(f + 2nf_C)) (f + 2nf_C)^{-11/3} + \sin_C^2(vt_i(f - 2nf_C)) (f - 2nf_C)^{-11/3}) \quad (\text{III.2.7})$$

L'expression de cet aliasing est donné dans l'équation III.2.7 pour le Shack-Hartmann. Une solution [Poyneer et Macintosh, 2004] a été proposée afin de réduire cet aliasing. Il s'agit d'introduire un trou au niveau du plan focal avec la matrice de micro-lentilles afin de réaliser un filtrage spatial des hautes fréquences. Dans mon étude, je considère que ce filtrage permet de réduire à 90% les erreurs d'aliasing.

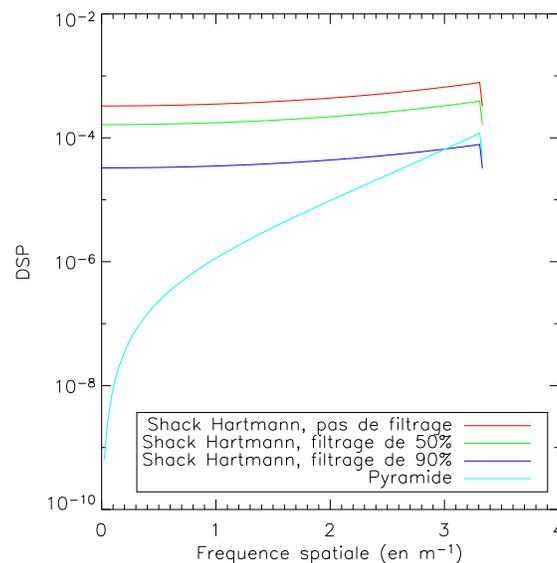


FIG. III.2.6 – Comparaison des différents aliasing en fonction du type d'analyseur considéré.

La figure III.2.6 montre que l'aliasing de la pyramide est limitant surtout aux grandes fréquences spatiales mais est négligeable aux faibles fréquences. On voit le gain apporté par le filtrage spatial sur l'aliasing de l'analyseur de Shack Hartmann.

III.2.2 Application aux ELTs

Étudions maintenant les performances globales d'un système d'optique adaptative dans notre cas d'étude, à savoir les ELTs. Il est à noter qu'une telle étude de performances a été réalisée par Hardy [1998] de façon très complète ; son étude repose sur l'expression des variances, basée sur un calcul purement analytique. Elle ne permet néanmoins pas d'avoir accès aux DSPs et donc à la répartition fréquentielle.

Conformément à l'expression des DSPs, il existe un certain nombre de paramètres libres : le nombre d'actuateurs, le diamètre du télescope, le temps d'intégration t_i , le retard d'analyse t_d , le choix de l'analyseur de surface d'onde, et la longueur d'onde.

Type d'erreur	Paramètres atmosphériques			Paramètres du système			
	r_0	L_0	v	d	t_i	D	λ
Fitting	X	X		X			
Aliasing	X	X	X	X	X		
Servo-lag	X	X	X		X		
Anisoplanétisme	X	X					X
Bruits du Shack-Hartmann	X	X		X			
Bruits de la pyramide	X	X		X			

TAB. III.2.1 – Ce tableau représente les paramètres dont dépendent les aberrations en optique adaptative. Les paramètres atmosphériques (paramètre de Fried r_0 , échelle externe L_0 et vitesse du vent v) sont séparés dans paramètres du système (distance inter-actuateurs d , temps d'intégration t_i , diamètre du télescope D et longueur d'onde d'observation λ). Il est à noter que le temps de retard t_d n'apparaît pas dans ce tableau : dans nos simulations, il a été pris dépendant de t_i . NB : je n'ai mis que les dépendances directes en λ mais comme r_0 en dépend, en fait en général tous les défauts en dépendent aussi.

Sauf indication contraire, les simulations ont été réalisées en bande H. L'étoile-guide est une étoile de magnitude 5. En outre, je ne vais m'intéresser qu'aux fréquences spatiales inférieures à la fréquence de coupure, c'est-à-dire que je ne vais pas, dans la suite de cette partie, considérer l'erreur de fitting. En outre, j'ai simulé un analyseur de Shack-Hartmann. Cet analyseur a les caractéristiques suivantes :

- le temps d'intégration t_i est égal au retard t_d ,
- le télescope mesure 30 m de diamètre,
- la distance inter-actuateurs est de 15 cm,
- l'angle zénital est de 30° ,
- l'étoile-guide mesure 5 magnitudes en visible.

III.2.2.1 Conditions choisies pour l'ELT

Regardons maintenant les paramètres utilisés pour un site astronomique : Paranal. Le tableau III.2.2 résume les paramètres d'entrée que j'ai considérés.

	Paranal
Nombre de couches	3
Altitude (en km)	[0,1,15]
Poids du C_n^2	[0.2,0.6,0.2]
Vitesse du vent (en $m.s^{-1}$)	[12.5,12.5,12.5]
Direction du vent (en degrés)	[0.,0.,0.]
Seeing (en ")	0.85

TAB. III.2.2 – Paramètres des atmosphères simulées. On retrouve entre [] les paramètres pour chacune des couches.

III.2.2.2 Performances et seeing

J'ai étudié ici (III.2.7) les performances du système d'optique adaptative en fonction de la distance inter-actuateurs, les autres paramètres étant ceux présentés dans la partie III.2.2.

Dans cette simulation, j'ai fait varier la densité d'actuateurs, la réduisant jusqu'à des distances très faibles qui sont certainement peu réalistes du point de vue de la réalisation. En outre, dans le cas d'une distance interactuateurs de 4 cm sur un télescope de 30 m, cela représente tout de même plus de 400000 actuateurs en tout !

Un autre point important est que, plus le seeing est bon, plus le niveau des aberrations est faible, ce qui semble logique mais il faut aussi noter que plus le seeing est bon moins le système est sensible à la variation de distance inter-actuateurs : pour un seeing de 0.5" le niveau des aberrations ne varie que de 6 nm pour les différentes distances inter-actuateurs alors qu'il varie de 15 nm pour un seeing de 1.5".

L'optimum prouve que, pour un temps d'intégration donné, il faut faire un compromis entre l'aliasing et le bruit : lorsque l'on réduit la distance inter-actuateurs, l'aliasing diminue et permet au niveau des aberrations de diminuer mais, au bout d'un certain moment, le manque de photons par sous-pupille et donc le bruit du détecteur d'analyse augmente plus rapidement et fait décroître le rapport de Strehl.

III.2.2.3 Performances et diamètre du télescope

On étudie, pour différents diamètres de télescopes, la distance inter-actuateurs optimale en fixant un seeing médian.

Un deuxième point est que le diamètre influe peu sur le rapport de Strehl atteint.

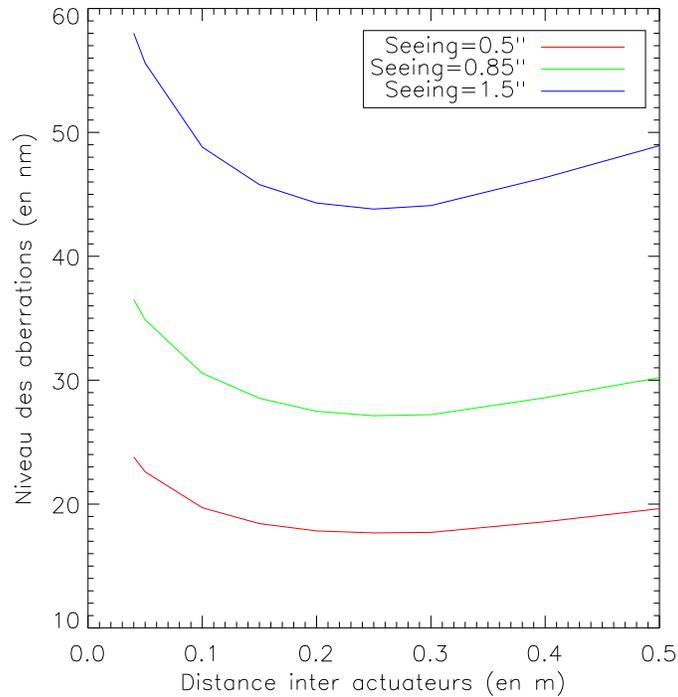


FIG. III.2.7 – Variation du niveau des aberrations en fonction de la distance inter actuateurs pour différentes valeurs de seeing ; 0.5'' correspond à un seeing très bon, 0.85'' à un seeing médian (Paranal par exemple), 1.5'' pour un mauvais site astronomique.

III.2.2.4 Performances et temps d'intégration

Dans le cas choisi, c'est-à-dire pour une vitesse de vent moyenne de 12.5 m.s^{-1} et un seeing de 0.85'', le temps de corrélation de l'atmosphère est de 38 ms en bande H. Dans mes simulations, je suppose que les speckles sont décorrélés donc que le temps de pose t_i est inférieur au temps de corrélation. La figure III.2.9 représente la variation du niveau des aberrations pour un seeing de 0.75'' en fonction du temps d'intégration pour différentes distances inter-actuateurs. Le temps d'intégration optimal se déplace en fonction du nombre d'actuateurs : en changeant le temps d'intégration, on change le nombre de photons qui atteint le détecteur et l'on fait donc un compromis entre l'erreur temporelle et bruit du détecteur.

La figure III.2.10 représente des lignes de niveau pour différentes valeurs du vent. Différents points sont à remarquer. Tout d'abord les résultats sont très sensibles au temps d'intégration ; pour des temps supérieurs au temps optimal, le niveau des aberrations se dégrade plus rapidement (ce que l'on voyait aussi sur la courbe III.2.9 ; ce résultat est d'autant plus vrai que la distance inter-actuateurs diminue). En outre, quand la vitesse du vent augmente, la distance inter-actuateurs optimale augmente.

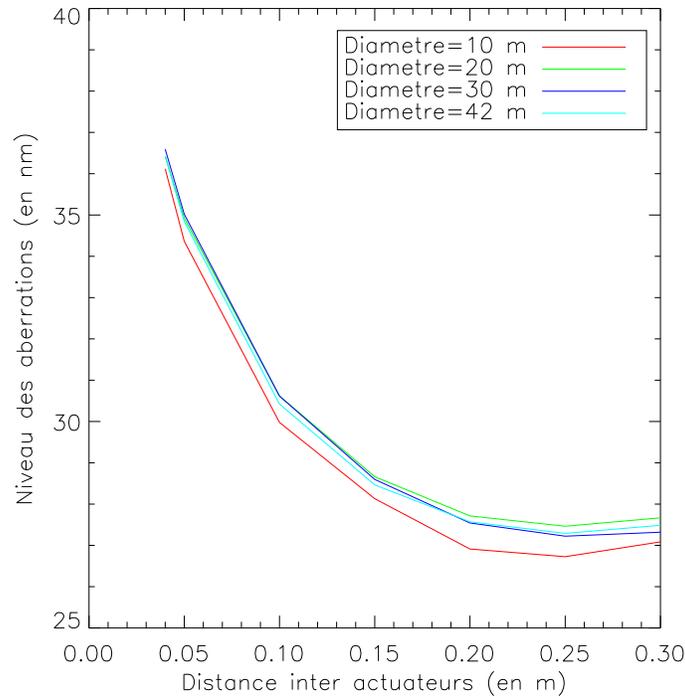


FIG. III.2.8 – Variation du niveau des aberrations en fonction de la distance inter actuateurs pour différentes valeurs de diamètres. À titre d'exemple, pour NACO, la distance inter-actuateurs est de 0.57 m.

III.2.2.5 DSPs choisies pour l'ELT

Je vais adapter les paramètres du système d'optique adaptative à ces paramètres, tout en restant dans le domaine du réalisable.

Je vais maintenant utiliser ces DSP dans la suite de mon étude, afin d'évaluer les performances globales d'un système d'optique adaptative associé à un coronographe et à une calibration différentielle. Afin de générer des écrans de phase, j'utilise la technique présentée par Lane *et al.* [1992].

Un exemple d'écran de phase est donné sur la figure III.2.11 gauche. La DSP correspondante est représentée sur la figure III.2.11 droite. C'est en utilisant différentes réalisations de ce type d'écran de phase que je vais réaliser les simulations dans la partie suivante. J'obtiens une PSF dont le profil est donné sur la figure III.2.12. Les aberrations ont une amplitude d'environ 48 nm RMS.

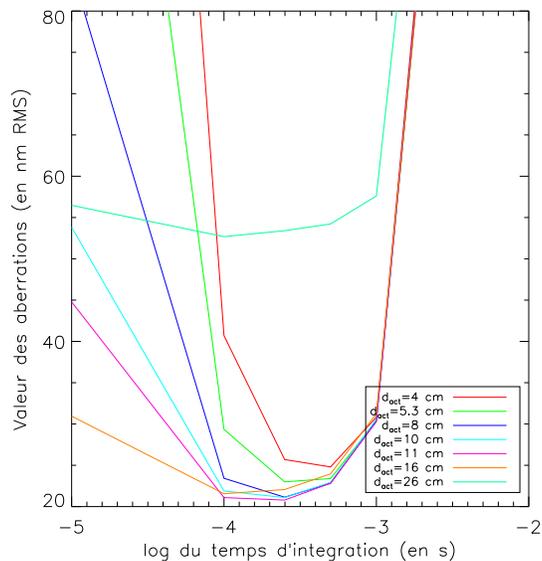


FIG. III.2.9 – Variation du niveau des aberrations en fonction du temps d'intégration pour différentes distances inter-actuateurs dans le cas d'une vitesse de vent moyenne de 12.5 m.s^{-1} .

Variations du niveau des aberrations en fonction de t_i et d pour différentes vitesses de vent

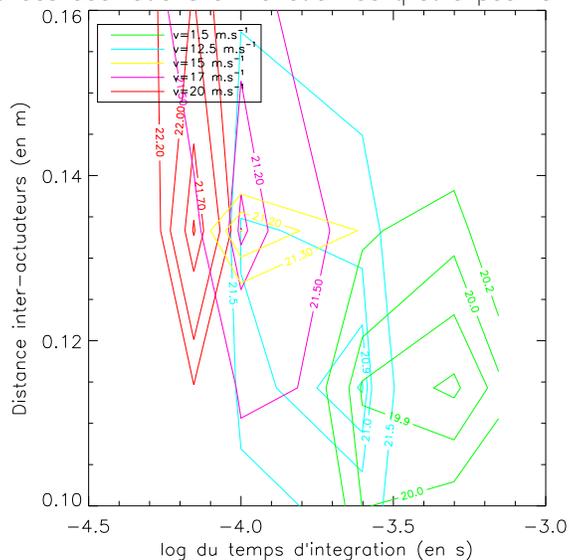


FIG. III.2.10 – Lignes de niveau qui représentent la variation du niveau des aberrations en fonction du temps d'intégration et de la distance inter-actuateurs pour différentes vitesses de vent.

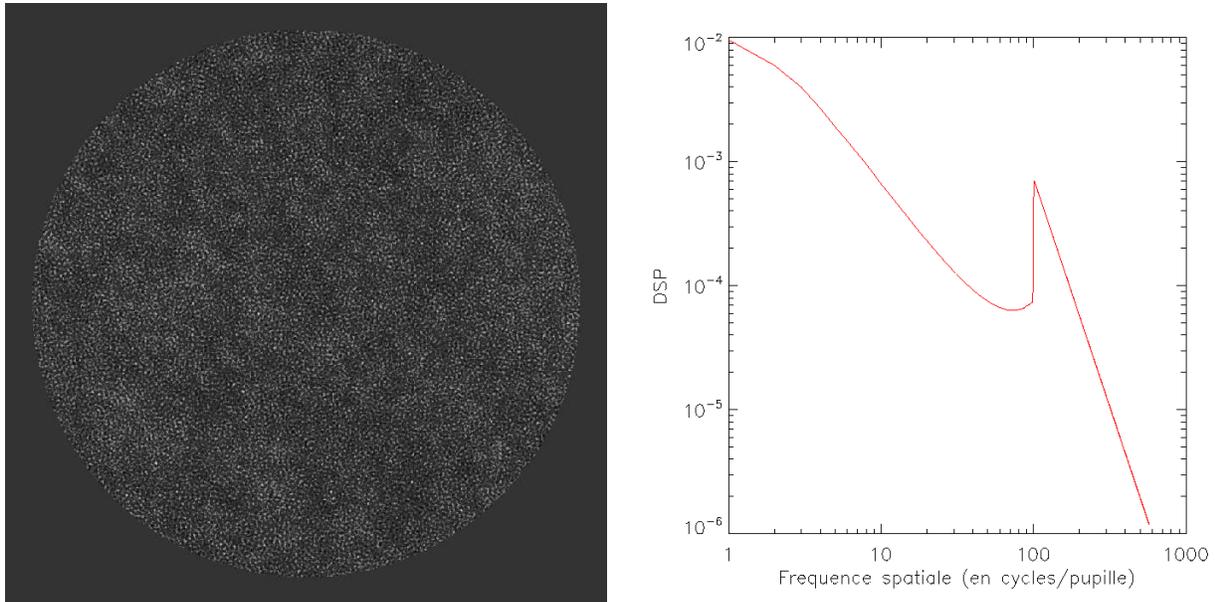


FIG. III.2.11 – Influence des défauts de phase dûs à l'OA. La figure de gauche représente l'écran de phase considéré, la figure de droite la DSP correspondante.

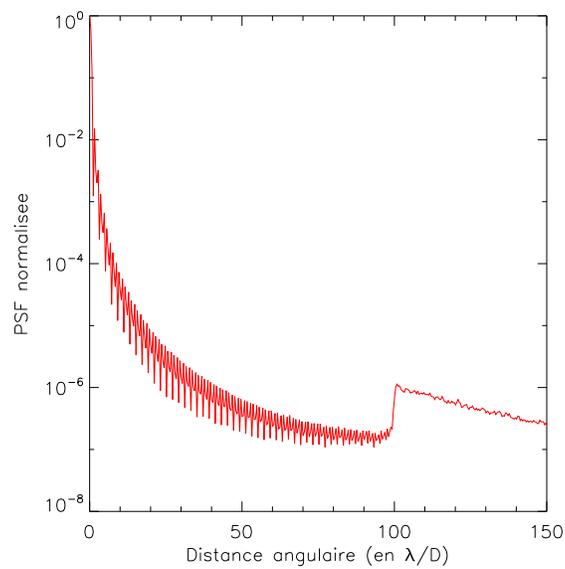


FIG. III.2.12 – Profil de la PSF aberrée correspondant à la DSP présentée sur la figure III.2.11.

Chapitre III.3

Coronographie et imagerie différentielle

III.3.1 Image coronographique

L'objectif de cette section est d'étudier les performances limites d'un système coronographique seul. Je vais montrer que ce système, même dans le cas idéal d'un coronographe parfait (que je définirai), ne permet pas d'atteindre des performances suffisantes pour détecter une planète tellurique.

Je considère, pour étudier ce cas limite, un télescope sans obstruction et sans segmentation (le cas plus réaliste d'un télescope avec obstruction et avec un coronographe plus proche de la réalité sera traité dans la section suivante).

III.3.1.1 Expression analytique

Le rôle d'un coronographe parfait est de retirer l'énergie cohérente à la pupille d'entrée du télescope afin de supprimer la diffraction. Je me place aussi dans un cas où l'étoile est parfaitement centrée et où le diaphragme de Lyot est parfaitement aligné. Comme nous l'avons vu, il existe plusieurs coronographes qui fournissent un nulling parfait pour un point source situé sur l'axe [Roddier et Roddier, 1997; Rouan *et al.*, 2000; Baudoz *et al.*, 2000a; Kuchner et Traub, 2002]. Trouver le coronographe le plus adapté aux ELTs nécessite de prendre en compte les défauts réels de la pupille (segmentation, obstruction, défauts de cophasage entre les segments,...). Je ne m'intéresse ici qu'aux limites qui peuvent être atteintes dans le cas de coronographes idéaux suivant le comportement théorique.

Je note ϕ les aberrations d'entrée. Elles peuvent être décomposées en résidu d'optique adaptative ϕ_{OA} , aberrations dynamiques, et en aberrations statiques δ_C . Nous verrons par la suite qu'il est nécessaire de prendre en compte ce second type d'aberrations pour obtenir des résultats réalistes. Cependant, ces aberrations devraient plutôt être considérées comme "quasi-statiques" car elles ont des durées de vie comprises entre quelques secondes et quelques minutes [Marois *et al.*, 2003]. Une approche statistique sur le niveau des speckles en imagerie coronographique est menée par Soummer *et al.* [2007].

Avec les notations introduites, en rappelant que je considère un coronographe théorique parfait, l'amplitude complexe dans le plan pupille d'entrée du télescope $A(x, y)$ peut

s'écrire :

$$A = \Pi e^{i\phi} \simeq SR \quad (\text{III.3.1})$$

Je ne note pas les variables qui ne feraient qu'alourdir l'écriture et qui sont inutiles à la compréhension.

Dans le plan pupille coronographique, l'amplitude complexe A_1 s'écrit :

$$A = \Pi \left(e^{i\phi} - \sqrt{E_C} \right) \quad (\text{III.3.2})$$

Cherchons l'expression de l'énergie cohérente E_C . Elle correspond à l'autocorrélation de la phase calculée sur la pupille. Elle peut donc être exprimée par :

$$E_C = \int \int \Pi(\vec{u}) \Pi^* \left(\vec{u} + \vec{f} \right) e^{i\phi(\vec{u}+\vec{f}) - \phi(\vec{u})} d^2\vec{u} \quad (\text{III.3.3})$$

Si l'on considère qu'il y a un très grand nombre de réalisations sur la pupille, on trouve :

$$E_C = \int \int \Pi(\vec{u}) \Pi^* \left(\vec{u} + \vec{f} \right) e^{i\phi(\vec{u}+\vec{f}) - \phi(\vec{u})} p(\phi) p(\phi) d^2\vec{u} \quad (\text{III.3.4})$$

où $p(\phi)$ représente la loi de probabilité de la phase ϕ .

On reconnaît ici l'expression de la fonction caractéristique à deux dimensions ; comme la phase ϕ est un processus aléatoire gaussien de moyenne nulle (on ne prend pas en compte le piston), on obtient :

$$E_C = e^{-\sigma_\phi^2} \quad (\text{III.3.5})$$

σ_ϕ^2 représente la variance des aberrations de phase dans la pupille d'entrée du télescope.

Je considère un rapport de Strehl très bon (plus de 95 %), c'est-à-dire des aberrations dont les erreurs de front d'onde sont faibles (de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres RMS). Je peux ainsi réaliser un développement limité. On peut donc approximer A_1 par :

$$A_1 = \Pi \left(i\phi - \frac{\phi^2}{2} + \frac{\sigma_\phi^2}{2} \right) \quad (\text{III.3.6})$$

L'intensité dans le plan image s'obtient simplement en prenant le module au carré de la transformée de l'amplitude complexe A_1 . Elle s'écrit donc, en ne conservant que les termes d'ordre 2, c'est-à-dire les termes dominants :

$$I_1 = |\widehat{A}_1|^2 = |\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}|^2 \quad (\text{III.3.7})$$

\star représente l'opérateur de convolution et $\widehat{}$ la transformée de Fourier.

Les propriétés du résidu coronographique ont par ailleurs été étudiées analytiquement dans Boccaletti *et al.* [2002] et Bloemhof [2004] dans le cas du 4QPM. Dans un cas parfait, le coronographe parfait a permis de retirer tous les termes d'ordre 1 et donc tous les "pinned"

speckles. Ceci est clairement visible car ces speckles “accrochés à la PSF” apparaissent lorsque le défaut est multiplié par la transformée de Fourier de la pupille. Nous verrons par la suite l’impact de l’imperfection du coronographe sur le résidu. Ces termes ont aussi été étudiés dans Perrin *et al.* [2003] et Sivaramakrishnan *et al.* [2002]. Je n’entrerai donc que peu dans le détail.

On peut étudier la parité de l’intensité résiduelle. Les termes Π et ϕ sont réels. La transformée de Fourier est donc hermitienne : leur partie réelle est paire et leur partie imaginaire est impaire. Ainsi, la présence de modules au carré, symétriques, rend l’intensité coronographique paire. C’est suite à un tel constat qu’une technique pour améliorer le niveau de détectabilité a été développée. Elle consiste simplement à soustraire à l’image la même image après l’avoir fait tourner de 180° .

On reconnaît aussi dans l’équation III.3.7 l’expression, à un facteur multiplicatif près $((2\pi/\lambda)^2)$, de la DSP de ϕ (voir I.2.3 pour son expression et sa définition).

Ces résultats sont valides pour une image courte pose, voire une image instantanée, pour laquelle le temps de pose est inférieur au temps de corrélation des speckles. Néanmoins je fais toujours l’hypothèse qu’il n’y a pas de bruit de photons.

Pour une pose infinie, les aberrations dues à l’optique adaptative vont se moyennner ; elles seront donc constantes à une distance angulaire donnée ; on peut donc exprimer σ_θ , la détectabilité à une distance angulaire donnée (comme définie dans I.2.11), par :

$$\sigma_\theta(I_1) = \sigma_\theta \left(|\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C|^2 \right) \quad (\text{III.3.8})$$

On n’y retrouve que les aberrations statiques, les aberrations dues à l’optique adaptative n’intervenant plus dans la détectabilité. Ainsi, même pour un temps de pose infini, parce que les aberrations statiques, comme leur nom l’indique, ne se moyennent pas, le contraste maximal sera limité. La variation de détectabilité est quadratique avec les aberrations statiques en entrée du télescope : améliorer la détectabilité d’un facteur 100 nécessite des aberrations statiques 10 fois plus faibles.

III.3.1.2 Simulations

III.3.1.2.1 Hypothèses

Afin de vérifier les résultats obtenus avec l’étude analytique, j’ai réalisé des simulations dans le cas d’un coronographe parfait. J’ai choisi une pupille d’entrée de 30 m, bon compromis entre les diamètres des télescopes des différents designs d’ELTs. Ne cherchant pas à étudier les impacts de la segmentation, ni de la forme des miroirs constituant le primaire, les simulations utilisent une pupille pleine circulaire. J’étudierai par la suite (dans la partie III.4.2) les conséquences d’une obstruction centrale.

J’utilise, dans ma simulation, des matrices de 2048×2048 *pixels*² avec un échantillonnage de 3.6 cm par pixel.

Je me suis placée en bande H. Je n’utilise pas, pour l’optique adaptative, les paramètres définis dans la partie III.2.2, afin de mettre en évidence l’impact de la centro-symétrie de la forme de la DSP sur les résultats.

J'ai introduit des aberrations statiques de 20 nm RMS avec une DSP plate jusqu'à $f_C/4$ avec f_C la fréquence de coupure de l'optique adaptative puis en f^{-2} . Cette forme peut être obtenue par diversité de phase. Le rapport de Strehl global est de 96 %.

III.3.1.2.2 Résultats

Je vais d'abord montrer que l'on retrouve bien, pour l'image coronographique, la DSP que l'on a introduite. On voit que l'on obtient rigoureusement les mêmes images (figure III.3.1). Les profils sont, eux aussi, semblables (voir sur la figure III.3.2) ce qui est normal car, lorsque l'on enlève l'énergie cohérente, il ne reste que les speckles.

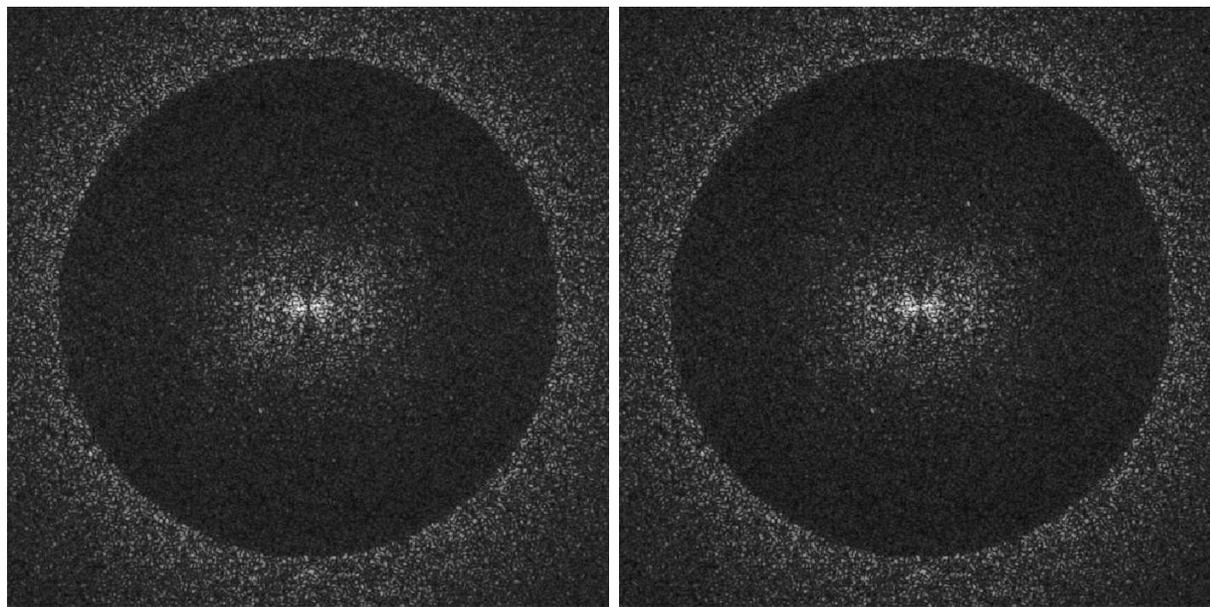


FIG. III.3.1 – L'image de gauche représente l'image coronographique, en utilisant un coronographe parfait, l'image de droite représente la DSP à deux dimensions des aberrations introduites dans les simulations. Elles sont représentées avec une puissance de 0.5. La DSP n'est pas centro-symétrique à cause du vent que j'ai considéré et qui a une direction privilégiée.

On y voit que, même en utilisant un coronographe parfait, avec les hypothèses d'entrée que nous avons choisies, on obtient un niveau que de 10^{-6} à $10 \lambda/D$, niveau nettement insuffisant pour détecter des exoplanètes telluriques. Seules les planètes de type Jupiter de plus de 900 K seraient à la portée de cette technique. Il faut cependant noter que je n'ai pris en compte ni le bruit de photons, ni le bruit de détecteur dans l'image.

Regardons maintenant ce qu'il se passe pour une longue pose. Cette longue pose est simulée en additionnant N réalisations indépendantes des écrans de phases dûs aux résidus de l'optique adaptative. Les résultats sont représentés sur la figure III.3.3. On remarque que

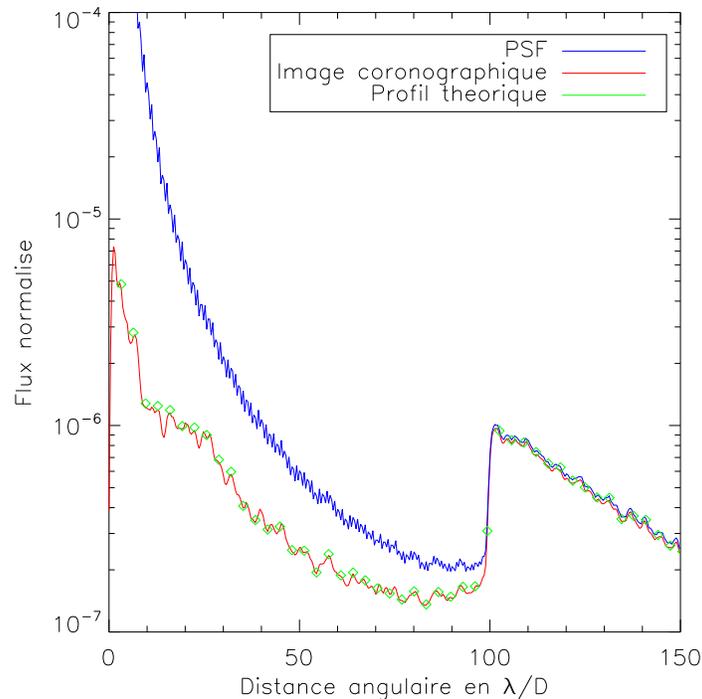


FIG. III.3.2 – Comparaison des profils de la PSF en bleu, de l'image coronographique (en rouge) et des résultats théoriques (en vert).

l'expression théorique, représentée avec des croix bleu clair, est en adéquation avec la limitation imposée par les aberrations statiques, courbe représentée en bleu foncé. Cependant, l'image représentée sur la figure III.3.3 gauche montre clairement que, à cause d'une direction privilégiée du vent, le résidu dû à l'optique adaptative n'est pas centro-symétrique. Les speckles que l'on voit sur l'image sont dûs aux aberrations statiques. Ainsi, la détectabilité, même pour un temps de pose très long, est moins bonne que le niveau limite, ne prenant en compte que les défauts statiques, car l'écart-type dû à l'optique adaptative est non nul. C'est à cette différence qu'est dû le pic résiduel entre 0 et 20 λ/D sur la figure III.3.3 droite.

On vérifie donc que le terme de l'équation III.3.8 constitue bien la limite de détectabilité pour une pause infinie dans le cas d'une image coronographique. Il est donc impossible, avec les hypothèses d'optique adaptative et d'aberrations statiques que j'ai choisies, d'atteindre un niveau suffisant pour détecter des exoplanètes telluriques.

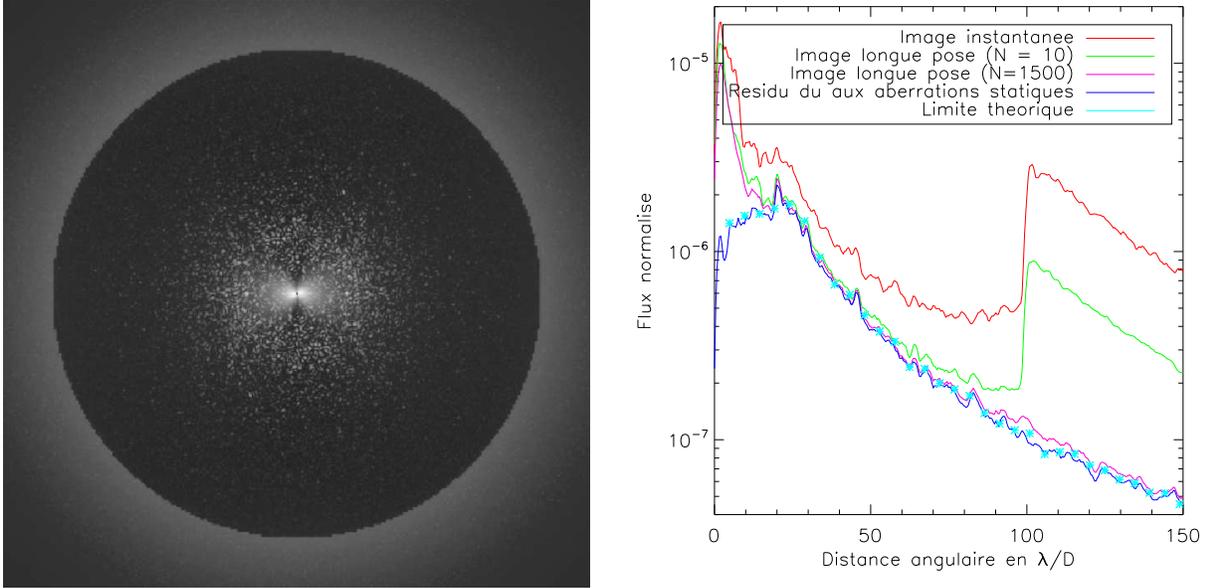


FIG. III.3.3 – La figure de gauche représente une image longue pose ; la figure de droite compare des profils de détectabilité de l'intensité coronagraphique pour différents temps de pose. La courbe du bas représente la limite imposée par les aberrations statiques, les points bleus correspondant à l'expression théorique donnée dans l'équation III.3.8.

III.3.2 Gain apporté par l'imagerie différentielle

Nous venons de voir dans une première approche idéalisée qu'il n'est pas possible pour un ELT de 30 m, avec un coronographe et une optique adaptative, même extrême, de détecter des planètes telluriques ; il est même difficile de détecter des exoplanètes de type Jupiter. Une solution consiste peut-être à utiliser une des méthodes d'imagerie différentielle présentée dans la section I.2.3.

III.3.2.1 Expression analytique

Si l'on considère deux images réalisées simultanément en utilisant deux voies, en aval du coronographe, afin de calibrer la figure de speckles résiduels, la principale source d'erreur entre les deux images sera due aux aberrations différentielles entre les deux voies (ces aberrations étant générées par la traversée de deux chemins optiques différents). On considère donc une voie dite de référence, qui comporte, en plus des aberrations ϕ , des aberrations différentielles δ_{NC_1} que l'on supposera dans le plan pupille coronagraphique et une voie de calibration avec les mêmes défauts dans la pupille d'entrée et des aberrations δ_{NC_2} dans la pupille coronagraphique. Dans un premier temps, on suppose que δ_{NC_i} est du même ordre de grandeur que les aberrations d'entrée.

L'intensité A_i s'écrit donc :

$$A_i = \Pi \left(e^{i\phi} - \sqrt{E_C} \right) e^{i\delta_{NC_i}} \quad (\text{III.3.9})$$

soit, en effectuant cette fois-ci un développement limité à l'ordre 3 (nous verrons pourquoi) :

$$A_i = \Pi \left(i\phi - \frac{\phi^2}{2} - i\frac{\phi^3}{6} + \frac{\sigma_\phi^2}{2} \right) \left(1 + i\delta_{NC_i} - \frac{\delta_{NC_i}^2}{2} \right) \quad (\text{III.3.10})$$

On peut donc écrire l'intensité résiduelle après soustraction :

$$I_{residu} = I_2 - I_1 = 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\delta_{NC_2}} - \widehat{\delta_{NC_1}}) \star \widehat{\phi} \right)^* \right] \quad (\text{III.3.11})$$

où * représente le conjugué.

L'intensité résiduelle ne comporte qu'une partie imaginaire ; elle est donc antisymétrique.

En outre, elle varie linéairement avec la différence $\delta_{NC_2} - \delta_{NC_1}$: en effet, la transformée de Fourier est linéaire donc une variation linéaire de la différence induit une variation linéaire dans le niveau de l'intensité résiduelle.

De plus, cette équation ne comporte que des termes de degré trois. Tous les termes dominants d'ordinaire ont été supprimés. On a déjà vu, dans la partie précédente, que le coronographe retirait les termes de degrés 0 et 1 ; la soustraction simultanée permet de supprimer les termes de degré 2.

L'approximation que j'ai faite n'est valide que si tous les termes sont du même ordre de grandeur. En réalité, la différence $\delta_{NC_2} - \delta_{NC_1}$ est plus petit que les aberrations communes. Les développements intermédiaires III.3.10 s'en trouvent légèrement modifiés ; cependant, il est aisé de voir que le résultat III.3.11 ne sera pas différent.

Afin de distinguer les termes statiques des termes dynamiques, nous allons écrire ϕ sous la forme $\phi = \delta_C + \phi_{OA}$, l'équation III.3.11 devient donc :

$$\begin{aligned} I_{residu} &= 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta_C} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\delta_{NC_2}} - \widehat{\delta_{NC_1}}) \star \widehat{\delta_C} \right)^* \right] \\ &+ 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta_C} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\delta_{NC_2}} - \widehat{\delta_{NC_1}}) \star \widehat{\phi_{OA}} \right)^* \right] \\ &+ 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi_{OA}} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\delta_{NC_2}} - \widehat{\delta_{NC_1}}) \star \widehat{\phi_{OA}} \right)^* \right] \\ &+ 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi_{OA}} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\delta_{NC_2}} - \widehat{\delta_{NC_1}}) \star \widehat{\delta_C} \right)^* \right] \end{aligned} \quad (\text{III.3.12})$$

En outre, je définis maintenant, pour simplifier l'écriture, le défaut différentiel δ_{NC} par $\delta_{NC} = \delta_{NC_2} - \delta_{NC_1}$.

III.3.2.2 Simulations

J'ai déjà présenté les hypothèses que j'ai faites dans le cadre de l'imagerie coronographique. Les paramètres de l'optique adaptative sont présentés dans la partie précédente.

Je choisis le résidu différentiel δ_{NC} égal à 1 nm RMS (ce qui est très contraignant au vu du nombre d'optiques mises en jeu). Je vais ici étudier dans quelles conditions il est possible d'atteindre le niveau requis pour la détection d'exoplanètes telluriques. Cette étude est en grande partie issue de l'article Cavarroc *et al.* [2006] présenté dans l'annexe B.

III.3.2.2.1 Image courte pose

Étudions dans un premier temps le résidu après une image courte pose. Son expression théorique est donnée par l'équation III.3.12.

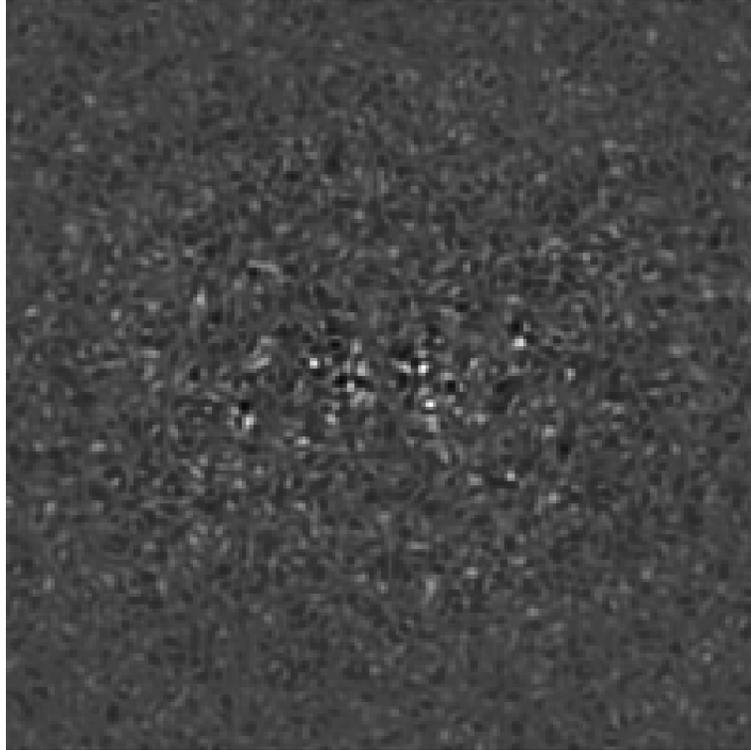


FIG. III.3.4 – Partie centrale d'un champ de speckles issu d'un résidu coronagraphique instantané après soustraction d'une voie de référence. Le champ de vue est de $54 \lambda/D$.

Un exemple d'intensité résiduelle (I_{res}) est donné sur l'image III.3.4 avec les hypothèses déjà décrites dans le tableau III.2.2. Les tavelures positives sont représentées en blanc alors que les négatives sont noires. Conformément à l'équation III.3.12, on remarque nettement l'asymétrie des tavelures.

On y remarque aussi l'absence de "pinned speckles" [Bloemhof *et al.*, 2001]. Ainsi les speckles sont répartis aléatoirement dans l'image et non "attachés" sur les anneaux de la PSF.

La figure III.3.5 compare les profils radiaux de l'image d'une pose unique avant et après soustraction. L'accord entre les profils simulés numériquement par FFTs et analytiques est

parfait, indiquant que l'approximation faite est valide aux niveaux de contraste considérés.

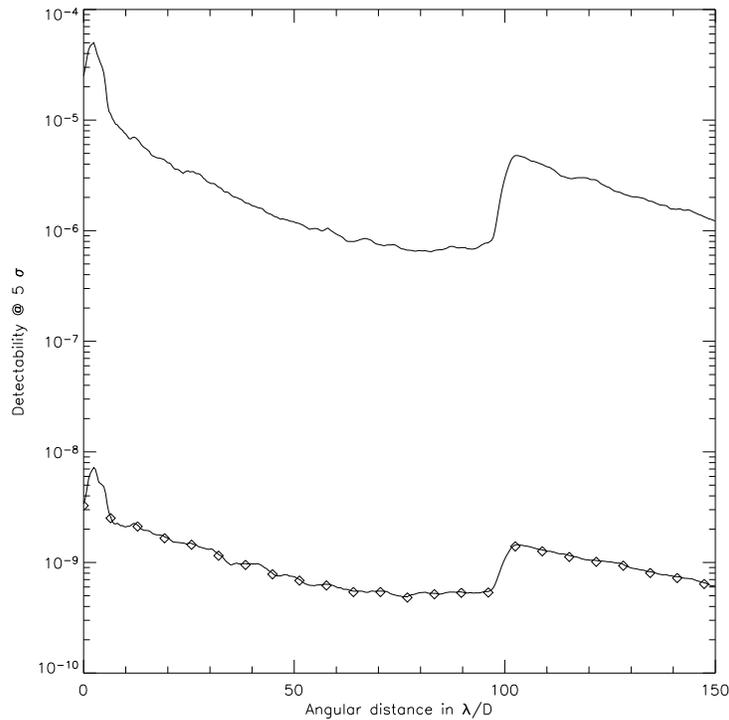


FIG. III.3.5 – Profil radial de l'écart-type de chaque terme de l'équation III.3.12 pour une image instantanée. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

III.3.2.2.2 Convergence temporelle

Une longue pose est générée en additionnant N images instantanées décorréliées ; dans ces images, les aberrations dynamiques (ϕ_{OA}) varient à chaque itération alors que les aberrations statiques, comme leur nom l'indique, restent inchangées. L'image finale est $\langle I_{residu} \rangle$ où $\langle \rangle$ représente la moyenne temporelle réalisée sur N réalisations indépendantes.

Par la suite, j'analyse les résultats de cette simulation en terme de détectabilité d'un point source. Dans cet objectif, je calcule l'écart-type dans l'image $\langle I_{residu} \rangle$.

Sur la figure III.3.6, les profils radiaux sont calculés pour des valeurs croissantes de N d'une pose unique jusqu'à $N=460$ poses. Cette simulation montre que la détectabilité converge vers l'écart-type du seul terme constant de l'équation III.3.12 ; on a donc :

$$\sigma_{\theta}(\langle I_{residu} \rangle) = \sigma_{\theta} \left(2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) \quad (\text{III.3.13})$$

Les autres termes qui contiennent ϕ_{OA} se moyennent vers une figure constante azimutalement ou vers une valeur nulle quand un grand nombre d'écrans de phase sont simulés

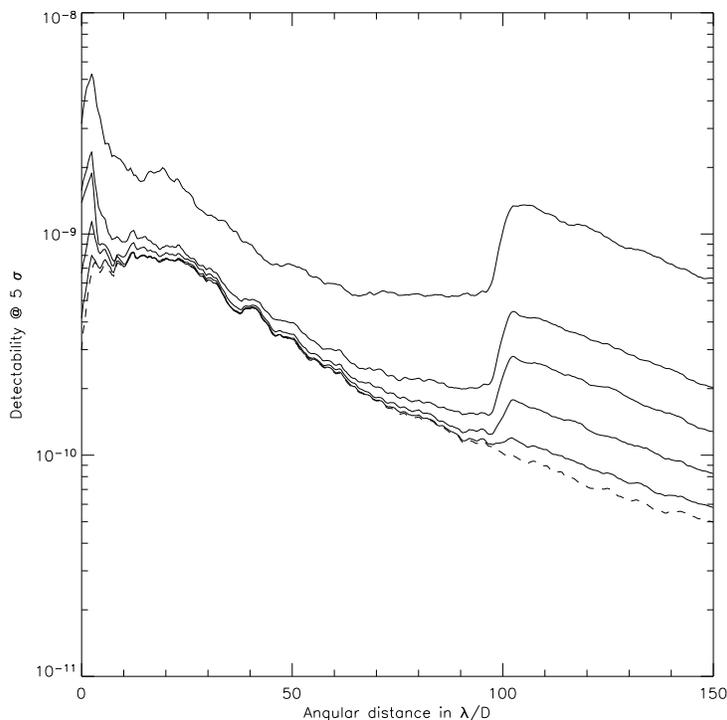


FIG. III.3.6 – Détectabilité à 5σ en fonction du nombre de réalisations N . Les différentes courbes en trait plein représentent l'écart type azimutal de la quantité $\langle I_{residu} \rangle$ et sont calculées avec 1, 9, 27, 90 et 460 figures de speckles décorréelées (de haut en bas). La limite théorique donnée dans l'équation III.3.13 est représentée par une courbe en pointillés. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

($N > 500$). Par conséquent, la détectabilité dépend seulement des aberrations statiques en amont et en aval du coronographe ; comme vu précédemment, l'équation III.3.13 donne la limite fondamentale du contraste atteignable du modèle que j'ai considéré. La détectabilité varie linéairement avec la différence δ_{NC} et quadratiquement avec δ_C . En outre, cet exemple prouve qu'une simulation dans laquelle les aberrations statiques sont omises conduirait vers un moyennage total des aberrations avec le temps ce qui n'est pas réaliste.

Par la suite, je ne considère que l'équation III.3.13 comme la limite fondamentale pour étudier les influences respectives des aberrations statiques.

III.3.2.2.3 Influence des amplitudes des aberrations statiques

L'influence de l'amplitude des aberrations statiques est montrée sur la figure III.3.7 pour une distance angulaire correspondant à une orbite de 1 UA à 10 pc.

L'impact des aberrations statiques avant et après le coronographe sont clairement différentes. On voit bien que, conformément aux résultats théoriques de l'équation III.3.13,

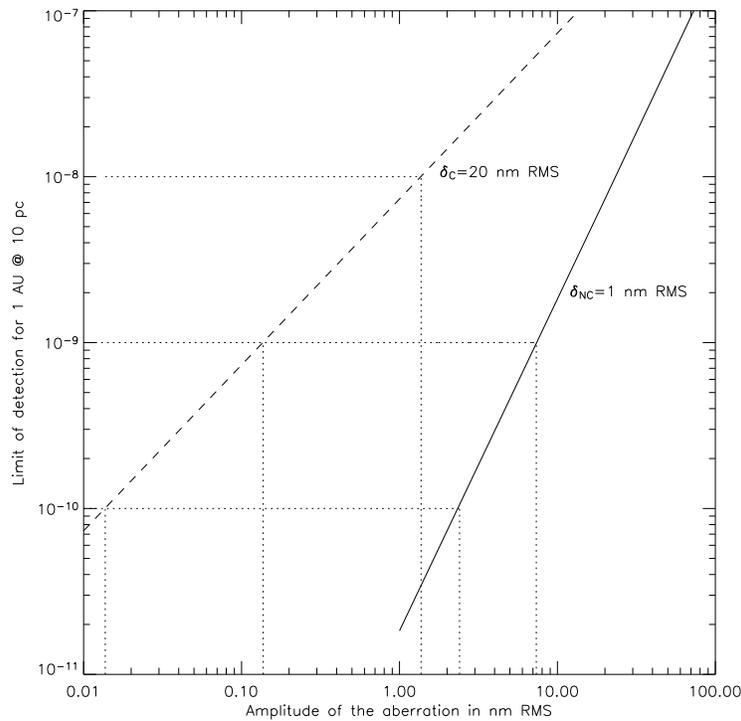


FIG. III.3.7 – Profils radiaux de détectabilité à 5σ pour une séparation angulaire de $9\lambda/D$ correspondant à 1 UA à 10 pc. La ligne en trait plein étudie l’impact de δ_C lorsque δ_{NC} est fixé à 1 nm RMS et celle en pointillés représente l’impact des aberrations différentielles lorsque les aberrations statiques communes sont fixées à 20 nm RMS. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

les simulations montrent que le niveau de détectabilité varie quadratiquement avec δ_C et linéairement δ_{NC} . On voit ainsi que l’influence des aberrations statiques en amont du coronographe est la plus importante.

Pour atteindre le contraste de 10^{-10} à $0.1''$ (ou $9\lambda/D$) requis pour pouvoir détecter une exoplanète tellurique à 10 pc, les aberrations statiques différentielles doivent être contrôlées à 0.01 nm RMS si les aberrations statiques communes sont de 20 nm RMS. Réciproquement, on peut tolérer jusqu’à 1 nm RMS d’aberrations différentielles si les aberrations communes sont réduites à 3 nm RMS. Les aberrations communes étant dominantes, elles doivent être réduites autant que possible.

La figure III.3.8 montre le profil radial de détectabilité à 5σ pour différentes amplitudes de δ_{NC} en supposant que δ_C est fixé à 20 nm RMS (valeur réaliste, qu’il est possible d’atteindre si l’on considère des miroirs ultra-polis EUV.). La linéarité est encore montrée ici.

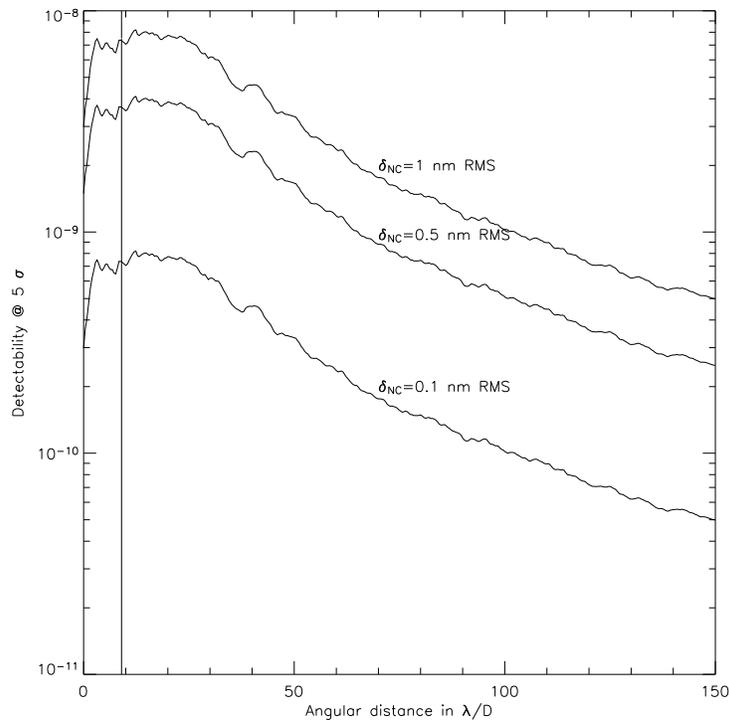


FIG. III.3.8 – Profils radiaux de détectabilité à 5σ . Les aberrations communes sont fixées à 20 nm RMS alors que les aberrations différentielles sont variables. Le trait vertical correspond à une position à 1 UA à 10 pc. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

III.3.2.2.4 Influence de la forme de la DSP

Si l'on suppose que les amplitudes des aberrations statiques δ_C et δ_{NC} sont fixées à 20 nm et 0.1 nm respectivement, analysons l'influence de la forme des DSPs. Les niveaux de détectabilité sont représentés sur la figure III.3.9.

La ligne en trait plein représente le niveau atteint dans les conditions déjà décrites dans ce manuscrit, c'est-à-dire avec les DSPs des deux types d'aberrations plates entre 0 et $f_C/4$ et qui varient en f^{-2} pour des fréquences spatiales plus grandes. La dégradation n'est pas trop importante lorsque δ_{NC} varie pour toutes les fréquences en f^{-2} ce qui confirme la faible sensibilité à ce paramètre. Cependant, si la DSP de δ_C varie à son tour en f^{-2} à toutes les fréquences la détectabilité décroît d'un facteur 10 à de faibles distances angulaires (à $3\lambda/D$ et ne croise la courbe en trait plein qu'à $30\lambda/D$). De meilleurs résultats sont bien sûr atteints si les DSPs peuvent être rendues plates à toutes les fréquences. Une amélioration significative peut, par exemple, être obtenue lorsque la DSP de δ_C est plate même si la variation de δ_{NC} est en f^{-2} .

De nouveau, l'analyse des DSPs montre que le rôle des aberrations statiques communes est prépondérant et demeure la source principale de dégradation. En outre, on remarque

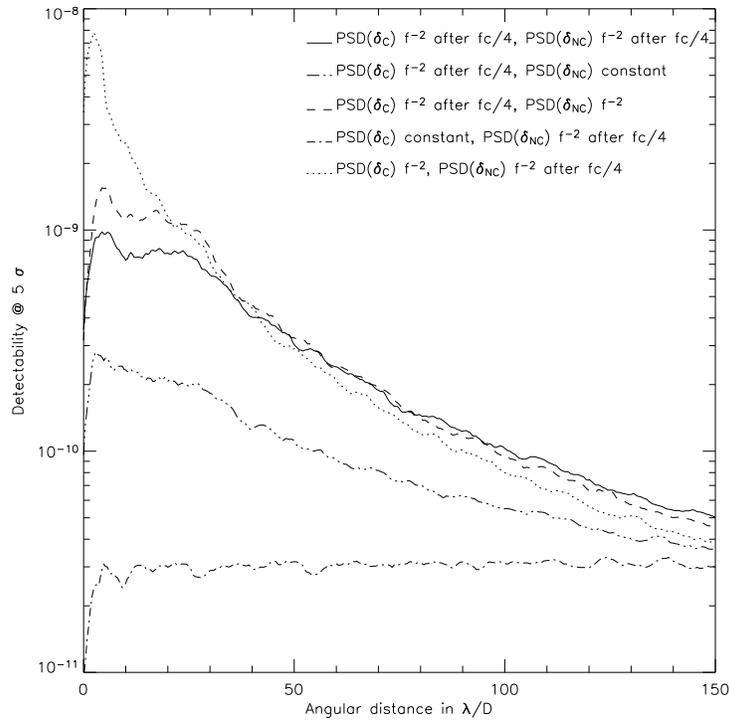


FIG. III.3.9 – Profil radial à 5σ pour différentes combinaisons de DSPs. Dans chaque combinaison, les amplitudes de δ_C et δ_{NC} sont respectivement de 20 nm RMS et 1 nm RMS. La ligne en trait plein correspond aux conditions standard, que j'ai étudié jusqu'à présent. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

aussi que les basses fréquences doivent être contrôlées de façon appropriée pour réaliser une réduction suffisante de la lumière stellaire.

III.3.2.2.5 Limitations induites par le bruit de photons

Une autre limitation fondamentale qu'il est absolument indispensable de prendre en compte, notamment dans la détection d'objets aussi faibles que des exoplanètes, est le bruit de photons. Il est en effet indispensable de vérifier que le niveau de contraste limite défini dans l'équation III.3.13 peut être atteint dans un temps d'observation raisonnable.

Je suppose, pour ce faire, une étoile de type G2V située à 10 pc, observée avec un télescope de 30 m et une résolution spectrale de 5. La transmission globale du système est de 5 % ce qui est légèrement pessimiste.

Les courbes de la figure III.3.10 donnent la limite de détectabilité pour différents temps de pose entre 1 et 1000 h. Je les compare à la limite de détectabilité donnée par l'équation III.3.13.

Le bruit de photons est inclus dans chacune des images I_1 et I_2 ; par conséquent, la

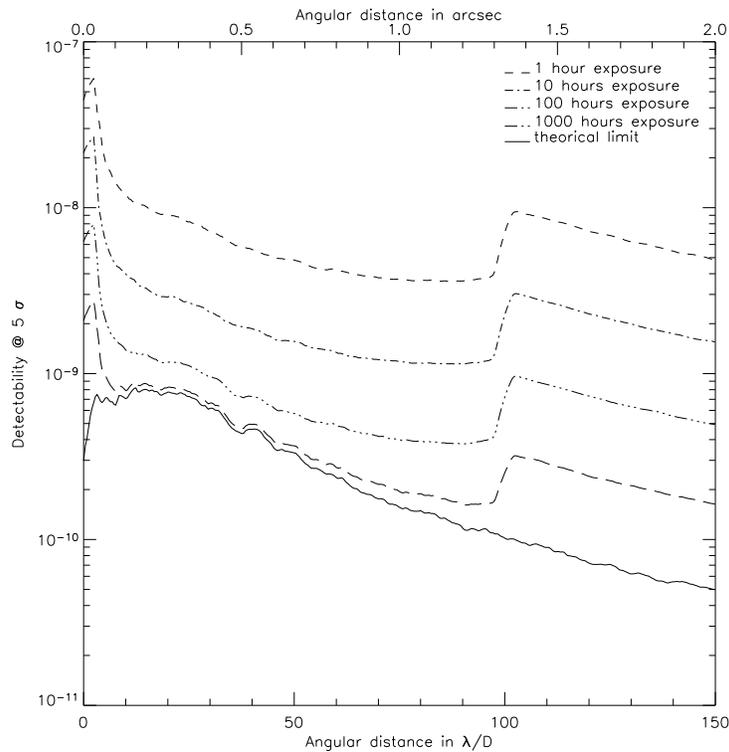


FIG. III.3.10 – Profil radial de la détectabilité à 5σ pour un télescope de 30 m. La courbe du bas correspond à la limite théorique dans le cas d’aberrations communes statiques de 20 nm RMS et d’aberrations différentielles de 0.1 nm RMS. Figure tirée de Cavarroc *et al.* [2006].

détectabilité a un profil radial marqué par la distribution spatiale du résidu de correction de l’optique adaptative ϕ_{OA} . Lorsque le temps d’intégration augmente, le niveau de détectabilité et son profil convergent vers l’expression limite donnée par l’équation III.3.13. Plusieurs centaines d’heures sont requises pour atteindre un contraste à 5σ de $8 \cdot 10^{-10}$ à une séparation angulaire de 0.1”.

III.3.2.2.6 Comparaison avec un télescope de 100 m

Dans le cadre de l’article, j’avais étudié deux cas extrêmes (télescopes de 30 et de 100 m), car à l’époque, le design de l’E-ELT n’était pas encore fixé (il existait alors le concept OWL, télescope de 100 m).

Un cas plus favorable est réalisé avec un télescope de 100 m (figure III.3.11 gauche) en supposant que les aberrations statiques ont la même amplitude que pour un télescope de 30 m ($\delta_C = 20$ nm RMS et $\delta_{NC} = 0.1$ nm RMS) avec un fréquence de coupure de $f_C/4$. Le système d’optique adaptative a la même densité d’actuateurs que pour le télescope de 30 m ce qui fait monter le nombre d’actuateurs à un million quatre cent mille ! Dans ce

cas, la DSP des aberrations statiques est nettement relâchée et un contraste de $2 \cdot 10^{-10}$ est réalisable en environ 100 h à $0.1''$. La DSP des aberrations statiques a la même intégrale pour le télescope de 30 m que pour le télescope de 100 m mais la fréquence de coupure est trois fois plus grande ($83 \lambda/D$ au lieu de $25\lambda/D$) de sorte que l'amplitude des basses fréquences est réduite et la limite de détection est améliorée d'un facteur 5.

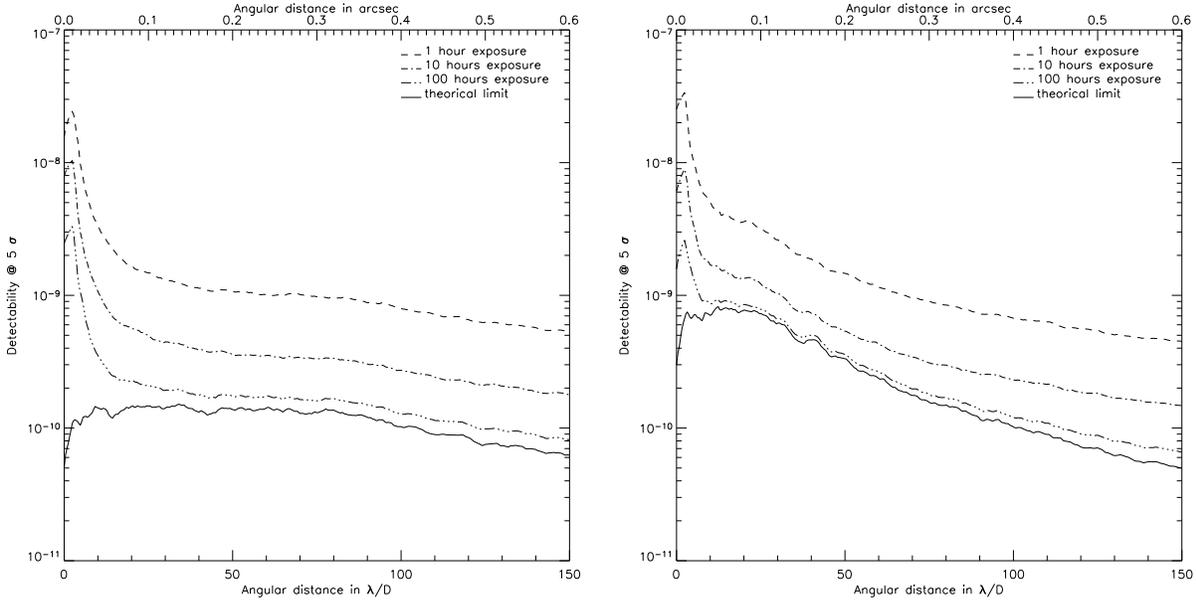


FIG. III.3.11 – Profils radiaux de la détectabilité à 5σ pour un télescope de 100 m dans deux cas différents. La courbe du bas correspond à la limite théorique dans le cas d’aberrations communes statiques de 20 nm RMS et d’aberrations différentielles de 0.1 nm RMS. Sur la figure de gauche, le nombre de modes corrigés est identique à celui du télescope de 30 m. Sur la figure de droite, on conserve la même densité d’actuateurs que sur le télescope de 30 m.

Dans le cas où la fréquence de coupure et l’intégrale des DSPs sont identiques pour le 30 m et le 100 m, la limite de détection n’est plus que de $8 \cdot 10^{-10}$ comme présenté dans la figure III.3.10. Cependant, le temps d’intégration pour atteindre ce contraste est d’environ 100 h car le contraste de la PSF à $0.1''$ est amélioré par rapport au 30 m (voir figure III.3.11 droite).

III.3.2.2.7 Comparaison avec des études précédentes

D’autres études analytiques ont été menées dans le passé pour évaluer la détectabilité d’exoplanètes telluriques avec des ELTs [Angel, 2003; Lardiere *et al.*, 2004b; Chelli, 2005]. Comme montré dans la section précédente, le temps d’intégration dépend de plusieurs paramètres et en particulier du contraste de la PSF qui quantifie le niveau de lumière résiduelle à une séparation angulaire donnée sur une courte pose. Si le bruit de speckles est

négligé et si les aberrations statiques sont omises comme dans Lardiere *et al.* [2004b], le rapport signal-à-bruit n'est limité que par le bruit de photons dans le halo de la PSF. Dans ces conditions, le temps d'intégration varie linéairement avec le contraste de la PSF $C(\theta)$ où θ représente la distance angulaire d'intérêt. Le paramètre critique $C(\theta)$ est obtenu à partir de la phase non corrigée par l'optique adaptative et par conséquent varie en fonction des différents auteurs en fonction de l'amplitude des défauts considérés (servo-lag, bruit de photons du détecteur, erreurs de fitting, ...).

Dans le cas de l'étude menée par Lardiere *et al.* [2004b], ce contraste de la PSF coronographique se monte à $5 \cdot 10^{-8}$ pour un télescope de 100 m ce qui permet d'atteindre un contraste de 10^{-10} en 3,5 h à 5σ en supposant un flux stellaire de 10^{10} photons par seconde. Des performances similaires sont obtenues par Chelli [2005] (où le bruit de speckles est traité correctement) et Angel [2003] qui adoptent tous les deux la même valeur de $C(\theta)$.

Dans mon étude, je trouve des temps d'intégration significativement plus longs, même avec un télescope de 100 m dans lequel les aberrations statiques seraient très faibles. Cette divergence trouve son origine dans des performances de l'optique adaptative différentes. En effet, mes écrans de phase conduisent à un contraste de PSF de $1.5 \cdot 10^{-6}$ à $0.1''$ pour un télescope de 30 m et de $5 \cdot 10^{-7}$ pour un télescope de 100 m. qui correspond dans le modèle de Lardiere *et al.* [2004b] à des temps d'intégration de 100 h et 35 h respectivement. La simulation numérique incluant le bruit de photons (partie III.3.2.2.5) et un modèle plus réaliste des aberrations de phase est nettement moins favorable et prédit un temps d'intégration de 100 h environ sur un télescope de 100 m pour atteindre un contraste de $2 \cdot 10^{-10}$ à 5σ .

De cette comparaison sommaire, il est clair que, outre les problèmes d'aberrations statiques, le potentiel des ELTs réside fondamentalement dans la performance du système d'optique adaptative (un rapport de Strehl de 96 %, que j'ai supposé dans cette étude, n'est pas facile à réaliser).

III.3.2.2.8 Conclusion

J'ai donc considéré un système réaliste, comprenant des aberrations statiques communes, des résidus non corrigés par l'optique adaptative et des aberrations statiques différentielles en aval du coronographe. De ce modèle, j'ai tiré des conclusions importantes.

Tout d'abord, un système réel a des défauts de phase $\phi > \delta_C > \delta_{NC} \neq 0$. Toute étude dans laquelle les aberrations communes statiques sont négligées va conduire à des résultats irréalistes où la variance de l'intensité résiduelle convergerait vers 0 pour une pose infinie.

La limite fondamentale pour une longue pose est donnée par l'équation :

$$\sigma_\theta (< I_{residu} >) = \sigma_\theta \left(2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) \quad (\text{III.3.14})$$

Cette détectabilité a une dépendance quadratique en δ_C et une dépendance linéaire en δ_{NC} mais ne dépend pas des performances du système d'optique adaptative car les défauts de phase ϕ se moyennent avec le temps.

Le niveau de détectabilité peut être amélioré en changeant la répartition fréquentielle des DSPs, c'est-à-dire en essayant de réduire au maximum les basses et moyennes fréquences.

Afin d'atteindre un contraste de 10^{-9} à 5σ avec un télescope de 30 m, il faut, si les aberrations communes sont de 20 nm RMS, que la calibration soit réalisée avec un niveau de 0.1 nm RMS. Pour obtenir un contraste de 10^{-10} , le niveau des aberrations différentielles ne doit plus être que de 0.01 nm RMS.

Une augmentation du diamètre du télescope n'améliore pas significativement ce résultat et la limitation est la même pour un télescope de 30 m que pour un télescope de 100 m tant que les aberrations statiques proviennent de l'instrument et non du miroir primaire. Cependant, un télescope de plus grand diamètre réduit les temps d'intégration en réduisant le bruit de photons.

Au-delà des limitations dues aux aberrations statiques, le rapport signal-à-bruit dépend du niveau du halo de la PSF. Par conséquent, la performance du système d'optique adaptative est un point critique qui doit être étudié précisément.

Contrairement à des études précédentes, j'ai montré que la question de la détectabilité d'exoplanètes telluriques avec les ELTs restait très difficile, au vu des raisons mentionnées précédemment.

Je vais maintenant étudier des cas plus réalistes, c'est-à-dire vérifier les hypothèses que j'ai faites dans cette partie et les limitations induites dans le cas de composants coronographiques réels.

Chapitre III.4

Application à des cas plus réalistes

Deux cas vont nous intéresser : le cas d'un coronographe réel en présence d'une pupille non obstruée et le cas d'un coronographe réel avec une pupille obstruée. L'étude que je mène ne porte que sur les aberrations statiques, c'est-à-dire sur la limite fondamentale, l'idée étant de comparer les résultats obtenus avec des coronographes réalistes (mais simplifiés) à ceux obtenus précédemment dans le cas d'un coronographe parfait.

III.4.1 Coronographe réel sans obstruction

III.4.1.1 Coronographe et DSP

J'avais, dans la partie précédente, comparé l'image coronographique réalisée avec un coronographe théorique parfait avec celle de la DSP correspondant aux aberrations d'entrée. J'avais montré que, conformément à la théorie, les images étaient rigoureusement identiques (voir l'image III.3.1). Comparons à ce qui se passe dans le cas d'un coronographe de phase à quatre quadrants parfait. J'ai choisi ce coronographe car l'équipe dans laquelle je travaille en est maître d'œuvre.

Le résultat est représenté sur la figure III.4.1. Il est sensiblement différent du cas précédent. En effet, sur l'image de gauche, on voit clairement l'impact du 4PQM et la transition. En outre, si le pic au centre de l'image est moins important que dans le cas de la DSP, l'énergie est plus diffusée dans la partie centrale de l'image ; c'est l'effet du 4QPM qui "éclate" le centre de la PSF. Cependant, dans les deux cas, les speckles sont identiques loin du centre. L'hypothèse que l'on a faite, à savoir que l'on peut retrouver les aberrations de la pupille d'entrée à partir de l'image coronographique, est donc vérifiée dans un cas simple.

III.4.1.2 Coronographe et imagerie différentielle

J'ai étudié, pour comparer les résultats d'un coronographe théorique à ceux d'un coronographe réel, le 4QPM sans obstruction. Dans ce cas, je le rappelle, ce coronographe est

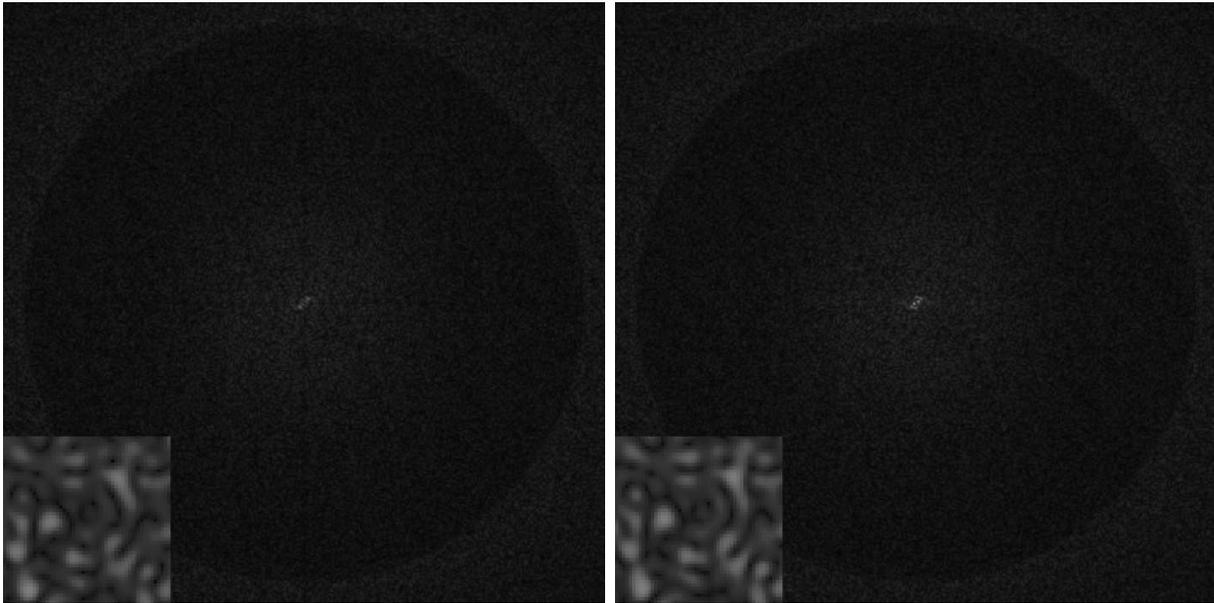


FIG. III.4.1 – Comparaison de l’image coronographique à la DSP des aberrations d’entrée. La figure de gauche représente l’image coronographique réalisée avec un 4QPM, l’image de droite représente la DSP des aberrations d’entrée. Les deux figures sont représentées avec une puissance de 0.2; les niveaux sont identiques sur les deux images. L’encart en bas à gauche correspond à un zoom à une échelle de couleur différente pour mettre en évidence les similitudes.

parfait et peut atteindre une réjection infinie dans l’hypothèse d’une pupille sans aberrations.

La figure III.4.2 représente les variations de la détectabilité à 5σ après soustraction dans le cas d’une pose infinie (c’est-à-dire sans bruit de photons) en ne prenant en compte que les aberrations statiques.

Le 4QPM étant théoriquement parfait, son comportement est pratiquement identique au coronographe parfait : la variation du niveau de détectabilité est linéaire avec les aberrations statiques différentielles et quadratique avec la variation du niveau des aberrations communes. Avec le couple $\delta_C = 20$ nm et $\delta_{NC} = 1$ nm, le niveau atteint est de $4 \cdot 10^{-8}$ au lieu $7 \cdot 10^{-9}$ dans le cas parfait. Cette différence pourrait être due aux défauts numériques de propagation qui sont différents pour le 4QPM. Ainsi, pour détecter une exoplanète tellurique autour d’une étoile de type solaire à 10 pc, il est nécessaire de réduire les aberrations communes à 3.3 nm pour des aberrations différentielles de 0.1 nm RMS et réciproquement, à 2.5 pm RMS si les aberrations communes sont de 20 nm RMS.

Nous venons donc de voir que dans le cas d’un coronographe de phase à quatre quadrants idéal mais réaliste, le comportement est identique à celui du coronographe théorique mais les taux de réjection sont sensiblement moindres (perte d’environ un facteur 5 en terme de contraste).

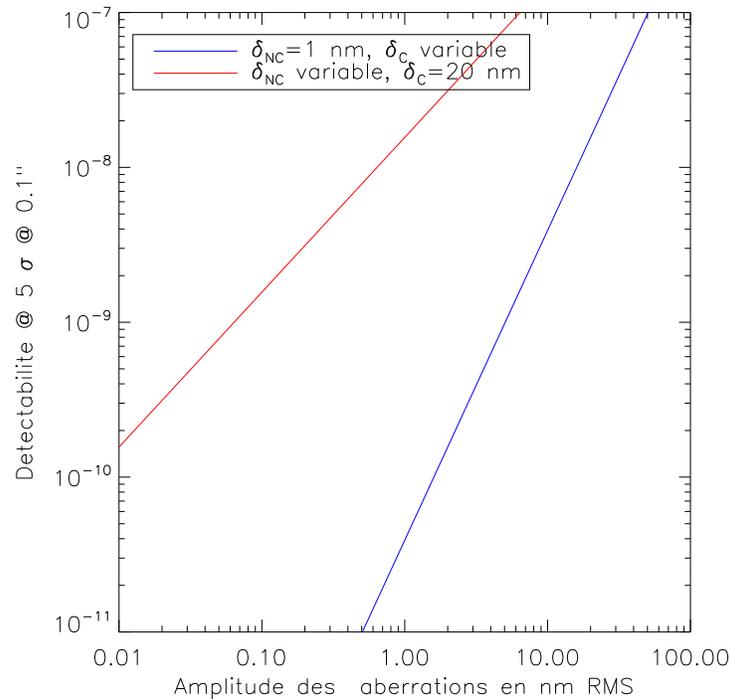


FIG. III.4.2 – Comportement de la détectabilité à 5σ à $0.1''$ d'une image différentielle pour un 4QPM dans le cas d'une pupille sans obstruction en fonction de la variation des aberrations communes, les aberrations différentielles étant de 1 nm RMS et en fonction de la variation des aberrations différentielles, les aberrations communes étant de 20 nm RMS.

III.4.2 Effet de l'obstruction centrale

III.4.2.1 Cas du 4QPM

Un des premiers effets de l'obstruction centrale est d'engendrer une figure de diffraction qui limite les performances d'un coronographe ; ainsi le 4QPM est très pénalisé par l'obstruction centrale, comme on l'a vu, par exemple, dans le cas de MIRI. Dans cette étude, je considère une obstruction importante de 30 %, celle envisagée pour l'E-ELT.

Tout d'abord je vais étudier les limitations d'un 4QPM associé au diaphragme de Lyot optimisé ; cette optimisation a été choisie afin de maximiser le contraste à $0.1''$ (soit $9\lambda/D$) tout en conservant une transmission globale élevée. La transmission du diaphragme est de 76 %.

La figure III.4.3 gauche représente les niveaux de détectabilité à 5σ pour différentes valeurs des aberrations statiques et pour des aberrations différentielles fixes de 1 nm. Il est à noter que la variation de détectabilité à $0.1''$ n'est plus quadratique comme dans le cas parfait et comme établi analytiquement mais converge vers une valeur finie qui correspond

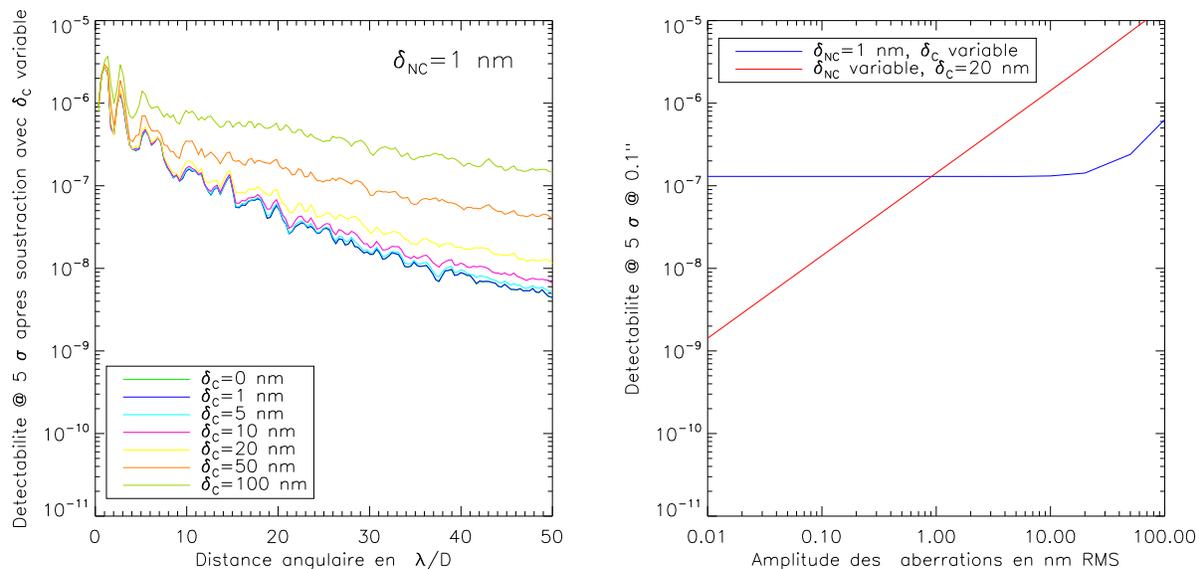


FIG. III.4.3 – Détectabilité à 5σ pour un 4QPM avec une pupille d’entrée comportant 30 % d’obstruction dans le cas de l’imagerie différentielle. La figure de gauche représente les courbes de détectabilité pour des aberrations différentielles de 1 nm RMS et des aberrations communes variant entre 0 et 100 nm RMS. Les courbes pour des aberrations communes inférieures à 1 nm RMS se superposent et n’apparaissent donc pas. La figure de droite montre le comportement de la détectabilité à 5σ à $0.1''$.

au cas où les aberrations communes δ_C sont nulles. Le niveau de détectabilité est alors limité à $1.4 \cdot 10^{-7}$. Ce seuil est dû à la diffraction par l’obstruction centrale qui limite les performances du coronographe. Les limitations imposées par le coronographe vont avoir sur les performances du système différentiel le même impact que les aberrations communes statiques. Deux régimes peuvent alors être considérés à partir de la figure III.4.3 droite :

- quand l’image directe est dominée par les aberrations statiques communes, l’intensité varie quadratiquement suivant la formule III.3.13.
- quand l’imagerie directe est dominée par les résidus de diffraction à cause de l’obstruction centrale, les aberrations communes deviennent négligeables et l’intensité résiduelle de l’image directe est constante, quel que soit le niveau des aberrations communes. Ainsi, quelles que soient les aberrations communes, l’intensité résiduelle après soustraction reste constante.

Dans le même temps, la variation de l’intensité résiduelle reste linéaire avec la variation des aberrations différentielles car, pour une valeur donnée des aberrations communes, leurs variations n’influent pas sur l’image coronographique et par conséquent, suivent la formule III.3.13.

Une conséquence de cette étude est que pour un 4QPM, en présence d’un télescope comportant une obstruction de 30 %, il est inutile de chercher à réduire les aberrations communes au-delà de 20 nm RMS car l’effet sur le niveau de détectabilité est nul (le

seuil donné par la diffraction est atteint) près de l'étoile. L'inconvénient majeur est que, pour pouvoir détecter des exoplanètes telluriques, les aberrations statiques différentielles doivent être ramenées à moins de 1 pm (picomètre!) pour atteindre 10^{-10} de contraste, en prolongeant les courbes de la figure III.4.3 droite, ce qui semble quasiment impossible.

En outre, il faut se rappeler que, contrairement au coronographe parfait théorique, la transmission n'est pas de 100 % mais de 76 % et, par conséquent ne doit pas être oubliée dans l'estimation du bruit de photons même si elle n'apparaît pas explicitement dans mes résultats de simulation.

III.4.2.2 Cas de coronographe de Lyot

J'ai mené la même étude pour le coronographe de Lyot classique avec un diaphragme optimisé. La transmission du diaphragme est de 65 % et le masque de Lyot mesure $7 \lambda/D$ en diamètre.

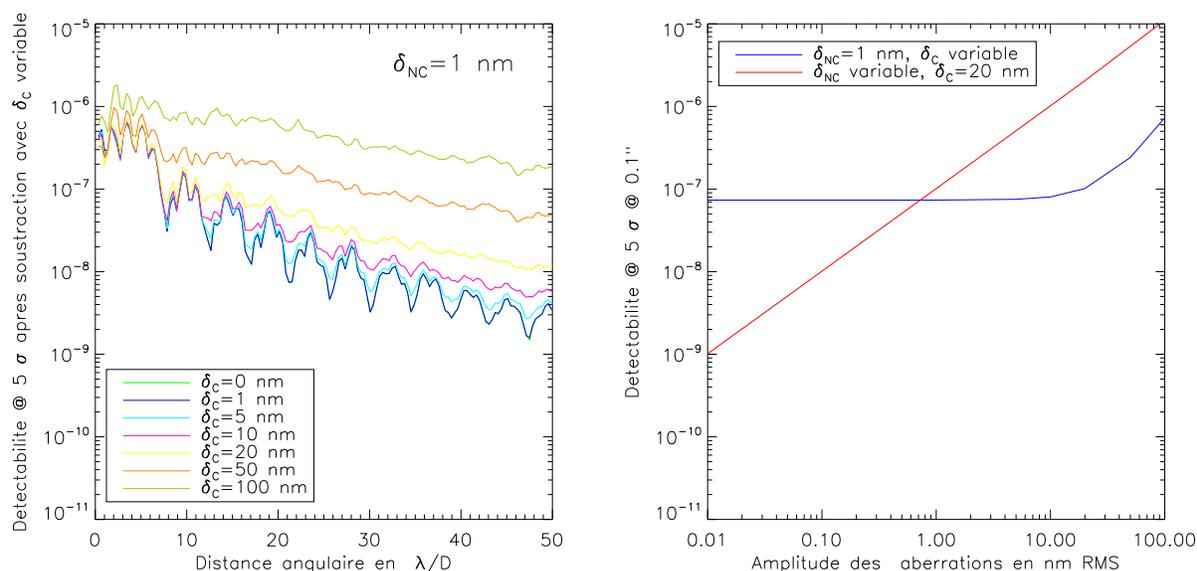


FIG. III.4.4 – Détectabilité à 5σ d'une image différentielle pour un coronographe de Lyot avec une pupille d'entrée comportant 30 % d'obstruction. La figure de gauche représente les courbes de détectabilité pour des aberrations différentielles de 1 nm RMS et des aberrations communes variant entre 0 et 100 nm RMS. La figure de droite montre le comportement de la détectabilité à 5σ à $0.1''$.

Les résultats, présentés sur la figure III.4.4, sont similaires à ceux obtenus pour le 4QPM excepté que les performances sont légèrement meilleures, car le 4QPM est très sensible à l'obstruction centrale : ainsi, avec 10 nm RMS d'aberrations statiques communes et 1 nm RMS d'aberrations différentielles, la détectabilité limite est de $8 \cdot 10^{-8}$ à $9 \lambda/D$.

III.4.2.3 Cas hybride du 4QPM + Lyot

Afin de combiner les effets du 4QPM et du Lyot, je vais étudier les performances d'un système constitué d'un masque de phase à quatre quadrants sur lequel on rajoute un masque de Lyot (ce type de coronographe existe actuellement sur l'instrument NACO du VLT mais il a un rayon inférieur à λ/D pour ne pas perdre en "angle minimal de détection", problème qui est beaucoup moins critique sur un ELT). Le diaphragme est optimisé avec l'ensemble.

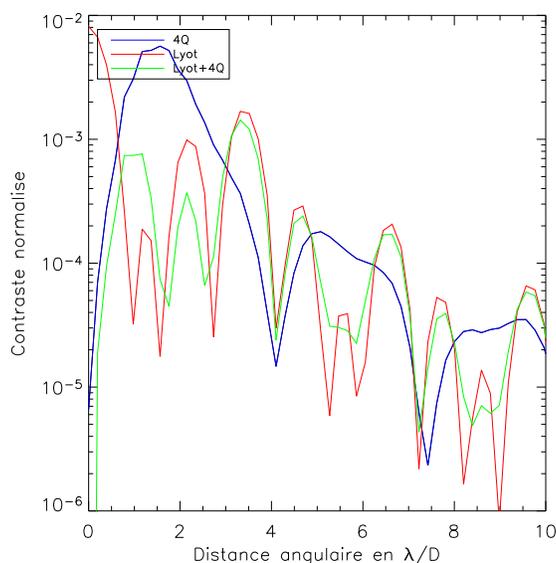


FIG. III.4.5 – Comparaison des courbes de réjection d'un Lyot simple, d'un 4QPM et d'un Lyot associé à un 4QPM dans le cas simple d'un télescope comportant une obstruction de 30 %, sans aberration, le diaphragme de Lyot n'étant pas optimisé.

Un exemple du comportement de l'association masque de Lyot+4QPM est montré sur la figure III.4.5. Le masque de Lyot a un diamètre de $7 \lambda/D$.

On peut voir les résultats sur la figure III.4.6 ; les résultats sont très légèrement meilleurs que ceux obtenus pour le coronographe de Lyot seul. J'ai choisi un diaphragme de Lyot optimisé mais qui permettait de conserver une transmission identique à celle du coronographe de Lyot seul, soit 65 %.

III.4.2.4 Cas du coronographe de Lyot apodisé

Un autre type de coronographe est à l'étude pour les ELTs : les coronographes de Lyot apodisés (ou APLC pour "Apodised Pupil Lyot Coronagraph"). L'apodisation utilisée peut être optimisée en fonction de l'obstruction centrale [Soummer, 2005]. L'apodisation

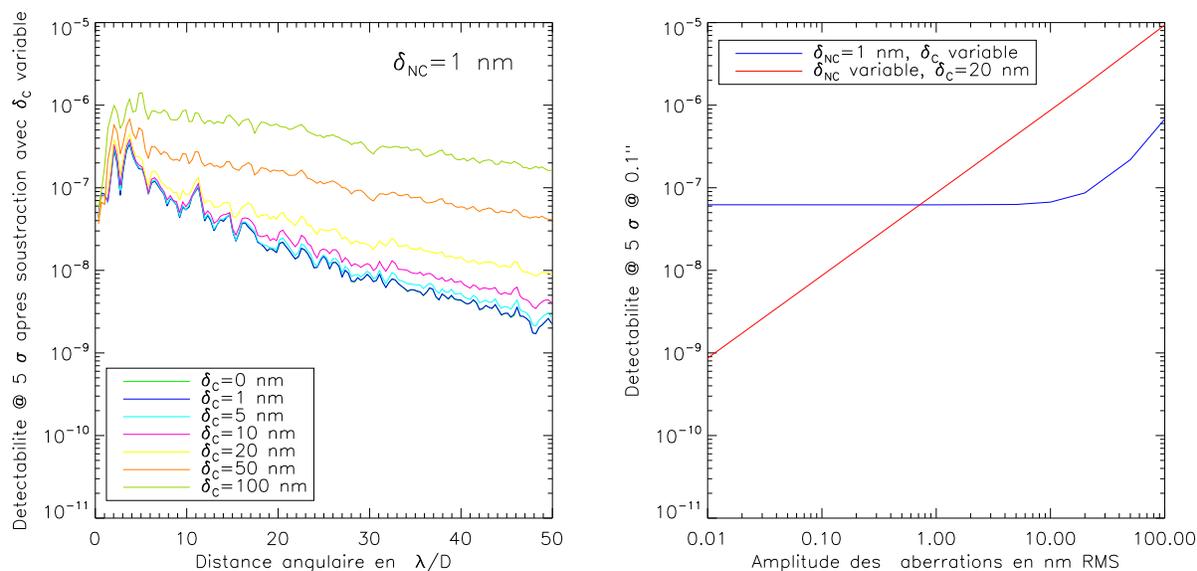


FIG. III.4.6 – Détectabilité à 5σ d’une image différentielle pour un coronographe de Lyot associé à un 4QPM avec une pupille d’entrée comportant 30 % d’obstruction. La figure de gauche représente les courbes de détectabilité pour des aberrations différentielle de 1 nm RMS et des aberrations communes variant entre 0 et 100 nm RMS. La figure de droite montre le comportement de la détectabilité à 5σ à $0.1''$.

présentée à la figure III.4.7 a été optimisée par Patrice Martinez selon la méthode qu’il a présentée dans Martinez *et al.* [2007].

Le comportement de ce coronographe est présenté sur la figure III.4.8. Ce coronographe est le plus performant des coronographes testés en présence d’obstruction centrale : en présence de défauts différentiels de 1 nm RMS, l’APLC limite les performances de détectabilité de l’imagerie différentielle à $8 \cdot 10^{-10}$ ce qui est près de 100 fois meilleur que les autres coronographes comparés lors de cette étude à $9 \lambda/D$.

III.4.2.5 Quel coronographe choisir ?

Comme je l’ai dit précédemment, je ne donne pas, ici, une étude suffisamment complète prenant en compte l’ensemble des limitations dues aux designs des ELTs pour pouvoir choisir un coronographe. Je vais, néanmoins, donner quelques pistes.

On ne s’est intéressé, dans ce qui précède qu’au résidu après soustraction d’une image de référence. Dans ce cadre, un des coronographes les plus intéressants est l’APLC car la limitation due aux aberrations communes intervient pour des aberrations plus petites ; on est moins limité en performance que les autres coronographes. Ainsi l’on atteint une détectabilité après soustraction de 10^{-9} avec 1 nm RMS d’aberrations communes et différentielles alors que la limitation est de $1.3 \cdot 10^{-7}$ pour le 4QPM et de $7 \cdot 10^{-8}$ pour le coronographe

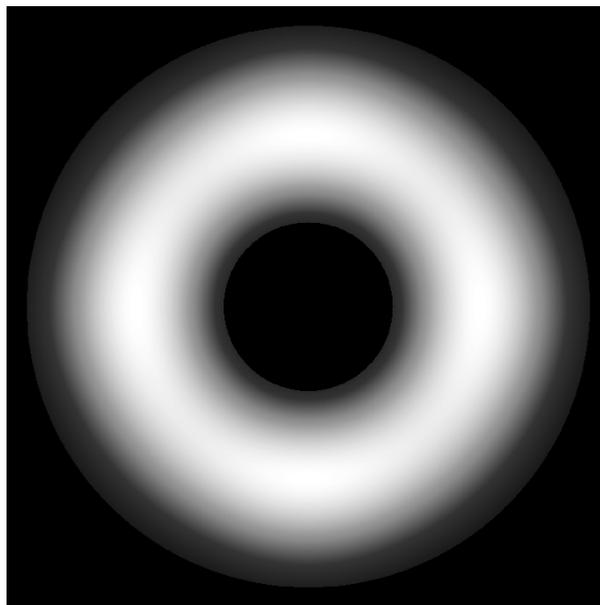


FIG. III.4.7 – Image de l’apodiseur utilisé, optimisé selon la méthode présentée dans Martinez *et al.* [2007].

de Lyot. Il faut néanmoins nuancer ce résultat car l’utilisation de l’APLC requiert un composant, l’apodiseur, en plan pupille ce qui est très contraignant en terme d’erreur sur le front d’onde. En outre, les performances loin de l’axe vont fortement dépendre des erreurs sur l’apodisation.

Les performances en imagerie directe sont aussi importantes car ce sont elles qui vont nous permettre de quantifier le bruit de photons et les temps de pose nécessaires, temps de pose qui, nous l’avons vu dans la partie III.3.2.2.5, sont prohibitifs.

Type de coronographe	Transmission	Réjection sur le maximum	Réjection totale
4QPM	76 %	250	45
Lyot	65 %	869	68
APLC	69 %	1234	145
4QPM + Lyot	65 %	1904	96

TAB. III.4.1 – Caractéristiques des coronographes utilisés dans les simulations en considérant une obstruction de 30 % et 20 nm RMS d’aberrations statiques communes.

Le tableau III.4.2.5 résume les performances des coronographes utilisés dans mes simulations en imagerie directe. On y retrouve l’intérêt de l’association Lyot + 4QPM qui permet d’obtenir une réjection plus de sept fois meilleure que celle du 4QPM et plus de deux fois meilleure que celle du coronographe de Lyot, tout en conservant la même transmission.

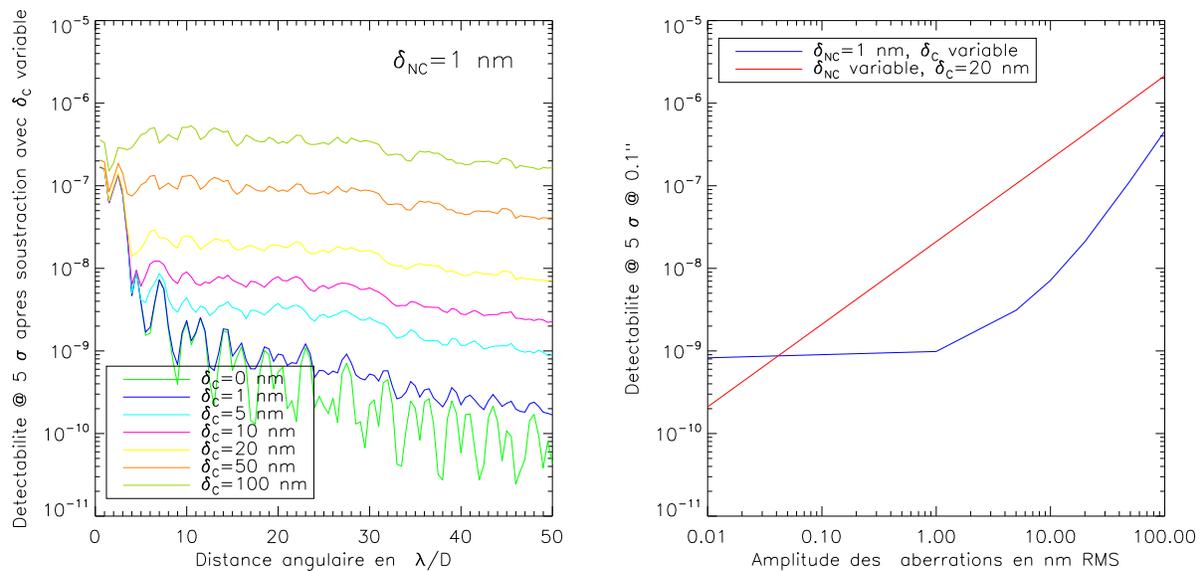


FIG. III.4.8 – Détectabilité à 5σ du résidu d’une image différentielle pour un coronographe de Lyot apodisé avec une pupille d’entrée comportant 30 % d’obstruction. La figure de gauche représente les courbes de détectabilité pour des aberrations différentielles de 1 nm RMS et des aberrations communes variant entre 0 et 100 nm RMS. La figure de droite montre le comportement de la détectabilité à 5σ à 0.1”.

Une solution intéressante semble donc être l’association 4QPM + Lyot ou APLC, mais je rappelle que je n’ai pas fait une étude complète des coronographes ; je n’ai pas notamment étudié le chromatisme ni l’impact de la résolution de l’étoile, non négligeable sur un ELT (quoique d’impact moindre pour les deux derniers coronographes évoqués).

Chapitre III.5

Et au Dôme C ?

Les aberrations statiques limitent le niveau limite de détectabilité mais la première limitation, bien supérieure, provient du bruit de photons. Or, nous l'avons vu aussi, ce bruit de photons est conditionné par le niveau atteint lors de la correction des aberrations atmosphériques par l'optique adaptative. Dans ce contexte, il peut être intéressant d'étudier les performances d'un site tel que le dôme C. Le dôme C est situé à une altitude de 3250 m sur un maximum local du plateau antarctique. Ce site est unique car le rayonnement infrarouge y est une à deux magnitudes plus faible que dans les sites classiques [Phillips *et al.*, 1999; Walden *et al.*, 2005]. En outre, la turbulence atmosphérique au niveau du dôme C est nettement plus lente au-dessus de 40 m et moins importante que dans un site d'observation classique tel que Paranal ce qui permet de relâcher les contraintes de l'optique adaptative.

III.5.1 Comparaison des DSPs

La tableau III.5.1 présente les caractéristiques de l'atmosphère au dôme C [Aristidi *et al.*, 2005; Agabi *et al.*, 2006]. Je considère un télescope de 15 m car, grâce aux conditions atmosphériques plus favorables, une correction meilleure peut être atteinte en utilisant moins d'actuateurs. Ces hypothèses supposent que le télescope puisse être installé au-dessus de la couche limite des 40 m.

Paramètres	dôme C
Nombre de couches	4
Altitude (en km)	[0,5.5,7.,16.]
Poids du C_n^2	[0.869,0.043,0.087,0.001]
Vitesse du vent (en $m.s^{-1}$)	[3.6,12.2,7.4,6.6]
Direction du vent (en degrés)	[180.3,187.6,211.6,193]
Seeing (en ")	0.36

TAB. III.5.1 – Caractéristiques de l'atmosphère au dôme C utilisées dans les simulations.

Je considère que les paramètres du système d'optique adaptative sont identiques à ceux utilisés pour le site classique, à l'exception du nombre d'actuateurs qui est adapté à la valeur du r_0 du site.

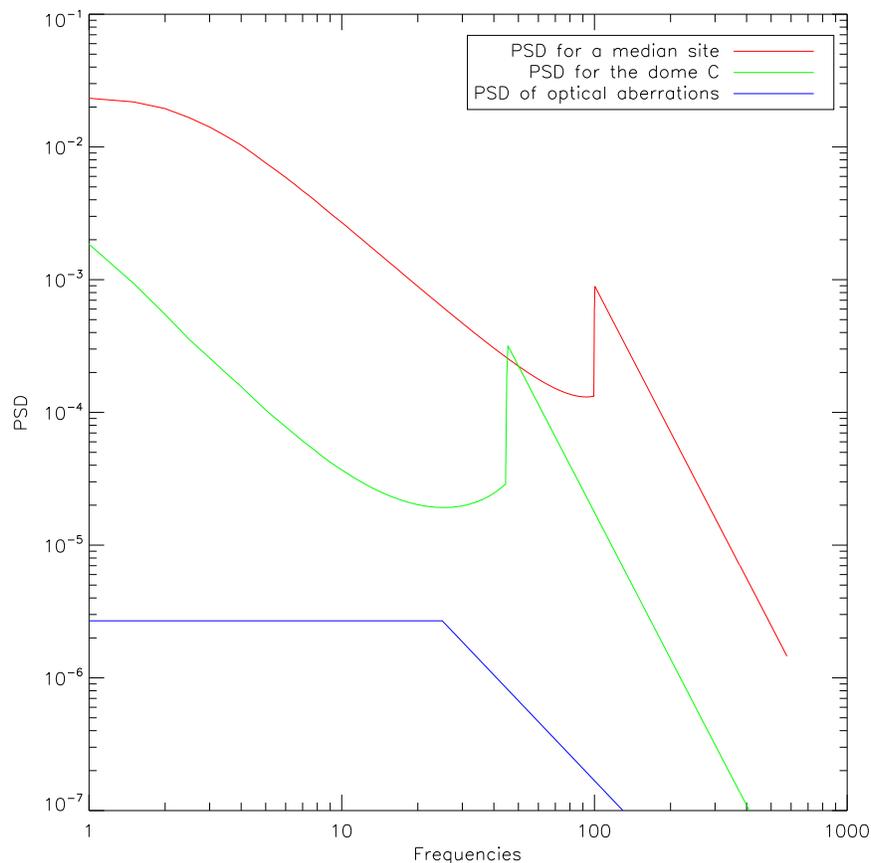


FIG. III.5.1 – DSP des aberrations utilisées dans les simulations. La DSP utilisée pour un site classique est tracée, pour comparaison.

Les DSPs sont représentées sur la figure III.5.1. J'ai considéré des aberrations statiques permettant d'atteindre un niveau de détectabilité de 10^{-10} , à savoir 10 nm RMS d'aberrations communes et 0.1 nm RMS d'aberrations différentielles.

III.5.2 Bruit de speckles

La figure III.5.2 compare les niveaux de détectabilités obtenus pour un site classique et pour le dôme C.

Regardons les niveaux de détectabilité à $0.1''$ (soit $9 \lambda/D$ pour un télescope de 30 m et $4.5 \lambda/D$ pour un télescope de 15 m). À cette distance angulaire, la détectabilité est de

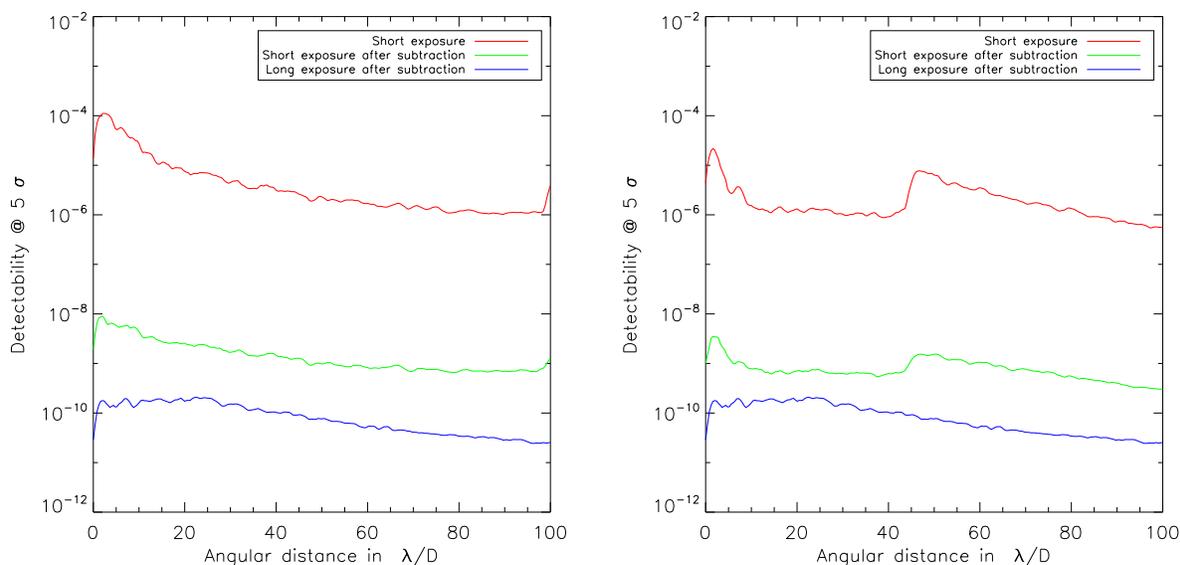


FIG. III.5.2 – Profils de détectabilité. La figure de gauche représente la détectabilité pour un site classique, celle de droite pour le dôme C. La courbe du haut représente le profil de l’image directe, celle du milieu, le profil de l’image après soustraction pour une courte pose, celle du bas le profil du résidu après soustraction pour une longue pose.

$5 \cdot 10^{-6}$ pour le télescope de 15 m au dôme C et de $4 \cdot 10^{-5}$ pour un télescope de 30 m pour un site classique. Comme le bruit de photons dépend directement du niveau de l’image directe, cette valeur va déterminer le temps de pose.

Pour les images courtes poses après soustraction, le gain est très important en raison de l’excellente calibration : ainsi, la détectabilité s’accroît de 9 magnitudes à $0.1''$; comme j’ai inclus les mêmes aberrations statiques pour le dôme C que pour le site classique, les niveaux atteints pour une pose infinie sont identiques ; il est de $1.5 \cdot 10^{-10}$ à 5σ à $0.1''$.

Dans le cas du dôme C, pour atteindre un contraste de 10^{-10} à $0.1''$, les aberrations statiques différentielles doivent être limitées à 0.06 nm RMS pour des aberrations communes de 10 nm RMS (voir la figure III.5.3) ; réciproquement, dans ce cas parfait, si les aberrations différentielles ne sont que de 0.1 nm RMS les aberrations communes doivent être réduites à 8 nm RMS.

III.5.3 Le bruit de photons

L’intérêt de placer un télescope au dôme C est que la turbulence est moindre et donc que le niveau de l’image directe est meilleur. Je me place dans les mêmes conditions que pour le cas étudié précédemment.

Les deux courbes sont représentées sur la figure III.5.4 : au dôme C, en une heure de

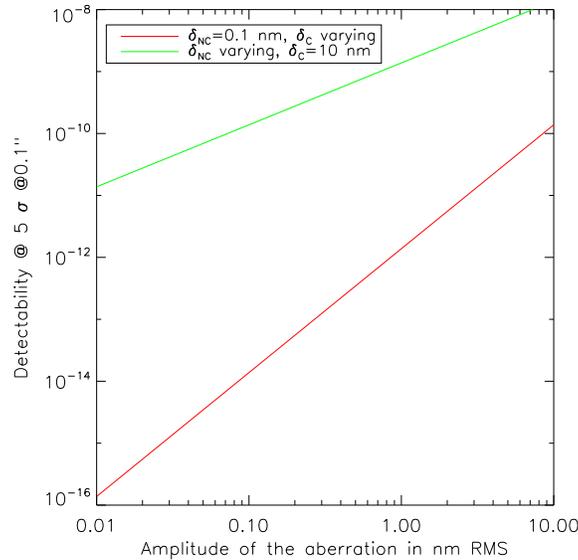


FIG. III.5.3 – Variation de l’intensité résiduelle après soustraction pour une longue pose dans le cas d’un télescope au dôme C.

pose, la détectabilité est limitée à $2 \cdot 10^{-8}$ et atteint $2 \cdot 10^{-9}$ en une centaine d’heures ; pour être capable de détecter une exoplanète tellurique, il faut donc augmenter le temps de pose d’encore un facteur 100. Les résultats pour le site classique ont déjà été commentés et ne sont placés ici que pour comparaison ; ils sont pratiquement identiques à ceux obtenus pour le dôme C ; ainsi, la surface réduite du télescope est compensée par la qualité du site.

III.5.4 Conclusion

Je vais ici comparer les résultats obtenus pour un télescope de 30 m dans un site classique à ceux obtenus pour le 15 m au dôme C.

Tout d’abord, pour les aberrations statiques, les résultats sont équivalents car j’ai supposé que les aberrations dominantes étaient celles de l’instrument ; pour atteindre une détectabilité de 10^{-10} à 5σ , 8 nm RMS sont requis pour les aberrations statiques communes si les aberrations statiques différentielles sont de 0.1 nm RMS.

En outre, l’optique adaptative fournit un front d’onde qui permet d’obtenir une détectabilité dix fois meilleure au dôme C que dans un site classique. C’est très intéressant dans la mesure où, par conséquent, le système est plus simple car nécessitant moins d’actuateurs ; ce gain en détectabilité compense la réduction du nombre de photons due à la réduction du diamètre du télescope. Par conséquent, les résultats en terme de temps de pose sont équivalents dans les deux cas.

En conclusion, il est possible, avec un télescope de 15 m au dôme C d’atteindre les

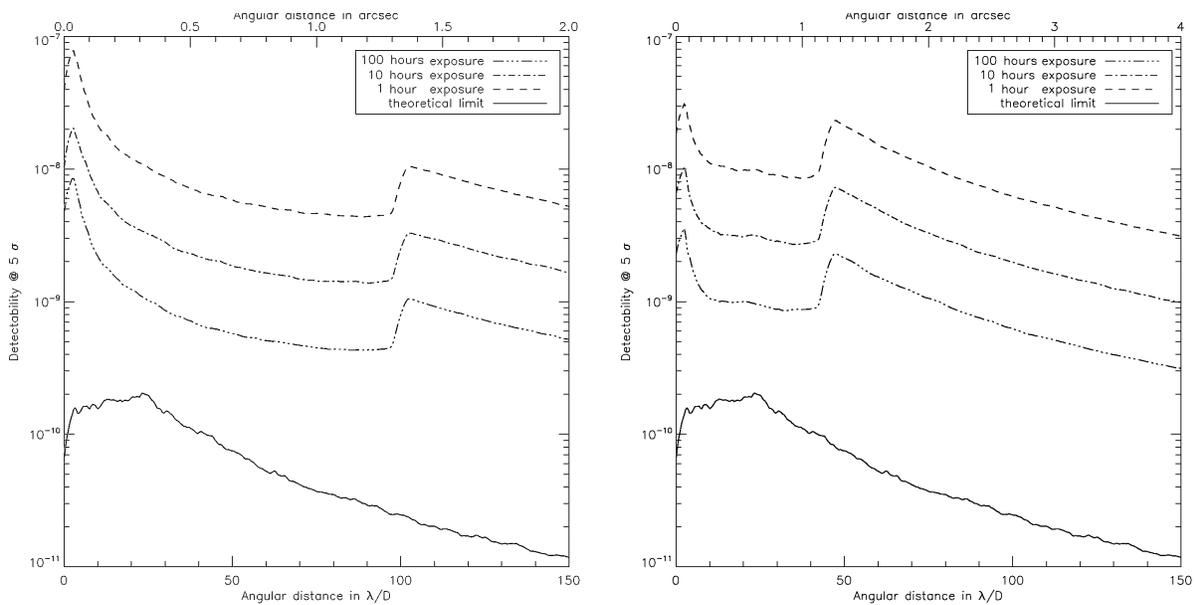


FIG. III.5.4 – Influence du bruit de photons. La figure de gauche représente le cas d’un site classique alors que la figure de droite traite du cas du dôme C. La courbe du bas représente la limite fondamentale imposée par les aberrations statiques sans bruit de photons. Les courbes au-dessus représentent la limite de détectabilité à 5σ pour des poses de 1, 10 et 100 heures.

mêmes performances qu’avec un télescope de 30 m dans un site classique. L’inconvénient majeur reste “l’antartisation” d’un télescope de 15 m ! Un autre point critique est que le seeing considéré, à savoir $0.36''$, n’est valide qu’au-delà d’une altitude de 40 m [Lawrence *et al.*, 2004; Agabi *et al.*, 2006; Lawrence *et al.*, 2007], point qui va soulever de grandes difficultés technologiques.

Le gain en détectabilité se situe principalement très près de l’étoile (à moins de $0.25''$) ; au-delà le télescope de 30 m dans un site classique permet d’obtenir des performances deux fois meilleures.

Chapitre III.6

Des modèles plus complets...

Je n'ai, jusqu'à présent, modélisé analytiquement les systèmes d'ELTs que dans des cas de calibration théorique permettant de montrer les limites fondamentales dues notamment aux systèmes optiques.

Je vais rentrer plus en détail dans un cas de calibration par soustraction de deux images à deux longueurs d'onde différentes afin de vérifier les limitations supplémentaires introduites par cette calibration.

Les défauts d'amplitude, que j'avais considérés comme négligeables jusqu'à présent, sont d'autres termes qui peuvent devenir limitants au niveau de détectabilité que l'on veut atteindre. Je vais, analytiquement, étudier leur contribution.

III.6.1 Système différentiel à deux longueurs d'onde

Je vais dans un premier temps m'intéresser à la soustraction chromatique simultanée, mode de calibration qui a été choisi dans la plupart des futurs instruments associant optique adaptative et coronographie sur les grands télescopes existant. Dans ce cas, la calibration se fait en soustrayant deux images réalisées à deux longueurs d'onde proches que je noterai λ_1 et λ_2 . De même que dans la partie précédente, je ne prends pas en compte les défauts de phase. En outre, je considère encore un coronographe parfait dans les deux longueurs d'onde donc achromatique.

III.6.1.1 Intensité résiduelle courte pose

III.6.1.1.1 Expression de l'intensité coronographique

On peut, suivant les notations de Marois [2004], écrire la différence de phase $\Delta\phi$ telle que :

$$\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi\delta \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = -2\pi\delta \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_1\lambda_2} = -\phi_1 \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (\text{III.6.1})$$

avec $\Delta\lambda_{2,1} = \lambda_2 - \lambda_1$ et où ϕ_i représente les défauts de phase à la longueur d'onde λ_i .

La phase à la longueur d'onde λ_2 s'exprime donc par :

$$\phi_2 = \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right) \phi_1 \quad (\text{III.6.2})$$

Dans le plan pupille coronographique, l'expression de l'amplitude complexe A_i est celle donnée dans l'équation III.3.10. À partir de cette expression, on peut écrire A_2 telle que :

$$\begin{aligned} A_2 &= \left(i\phi_2 - \frac{\phi_2^2}{2} - i\frac{\phi_2^3}{6} + \frac{\sigma_{\phi_2}^2}{2}\right) \left(1 + i\delta_{NC_i} - \frac{\delta_{NC_i}^2}{2}\right) \\ &= \left[i\phi_1 \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right) - \frac{\phi_1^2}{2} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 - i\frac{\phi_1^3}{6} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^3 + \frac{\sigma_{\phi_1}^2}{2} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 \right] \\ &\quad \left(1 + i\delta_{NC_i} - \frac{\delta_{NC_i}^2}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.6.3})$$

Ainsi, lors d'un étalonnage à une autre longueur d'onde, on souhaitera faire disparaître les termes dominants de la soustraction. Or, l'intensité I_1 s'exprime par :

$$I_1 = |\widehat{\Pi\phi_1}|^2 + 2\Im \left[\widehat{\Pi\phi_1} \cdot \frac{\widehat{\Pi\phi_1^2}}{2}^* - \widehat{\Pi\phi_1} \cdot \frac{\widehat{\Pi\sigma^2}}{2}^* + \widehat{\Pi\phi_1} \cdot \widehat{\Pi\delta_{NC_1}\phi_1}^* \right] \quad (\text{III.6.4})$$

et I_2 par :

$$\begin{aligned} I_2 &= \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 |\widehat{\Pi\phi_1}|^2 \\ &\quad + \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 2\Im \left[\left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right) \widehat{\Pi\phi_1} \cdot \frac{\widehat{\Pi\phi_1^2}}{2}^* - \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right) \widehat{\Pi\phi_1} \cdot \frac{\widehat{\Pi\sigma^2}}{2}^* + \widehat{\Pi\phi_1} \cdot \widehat{\Pi\delta_{NC_2}\phi_1}^* \right] \end{aligned} \quad (\text{III.6.5})$$

Afin de pouvoir estimer le terme dominant, il faut vérifier la valeur du rapport $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. Dans le cas de SDI, les longueurs d'onde utilisées pour réaliser la calibration sont : $1.575 \mu m$, $1.6 \mu m$ et $1.625 \mu m$. Dans ce cas, la rapport $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 0.015$. Ce chiffre est à comparer, de par son rôle, au niveau des aberrations statiques différentielles ; si l'on considère des aberrations différentielles de 1 nm RMS, les défauts de phase valent 0.004 radians et sont donc plus faibles que le rapport considéré.

On va donc chercher à faire disparaître le terme dominant dans I_2 qui, dans ce cas, est $\left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 |\widehat{\Pi\phi_1}|^2$.

III.6.1.1.2 Expression de l'intensité résiduelle

On va donc faire la soustraction $I_2 - \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 I_1$; on obtient donc :

$$I_{residu} = 2 \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)^2 \left(\Im \left[-\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} (\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_1) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \frac{\widehat{\phi}_1^2}{2} \right)^* \right] \right. \\ \left. + \Im \left[\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} (\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_1) \cdot \left(\frac{\sigma^2}{2} \widehat{\Pi} \right)^* \right] \right) \quad (\text{III.6.6})$$

$$- \Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_1 \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_{NC} \star \widehat{\phi}_1 \right)^* \right] \quad (\text{III.6.7})$$

où, comme précédemment, $\delta_{NC} = \delta_{NC_2} - \delta_{NC_1}$.

Ainsi, en plus du second terme que nous avons déjà dans l'équation III.3.11, apparaissent deux autres termes dûs au résidu de soustraction. On comprend clairement l'intérêt de considérer des longueurs d'onde très proches pour réaliser cette soustraction : le résidu chromatique devient très petit; on retrouve, dans le cas extrême théorique où $\Delta\lambda_{2,1}$ est nul, traité dans la partie précédente, le même résultat.

Reste une hypothèse supplémentaire que je n'ai pas mise en évidence jusqu'à présent : s'il est très intéressant que les longueurs d'onde soient proches, il faut néanmoins se placer dans un cas où le contraste pour la planète est très important entre les deux bandes. Ici, je suis dans le cas idéal où le contraste est 1 (la planète n'apparaît que dans l'une des deux bandes spectrales considérées) donc le résultat est, une nouvelle fois, optimiste.

Enfin, on peut noter que le résidu est impair. Avec les valeurs des défauts indiquées précédemment, les trois termes sont du même ordre de grandeur.

III.6.2 Imagerie différentielle avec des défauts d'amplitude : expression analytique

Je me suis, jusqu'à présent, concentrée sur des défauts de phase. Or, aux niveaux de contraste où nous nous trouvons les défauts d'amplitude, que ce soit de la scintillation atmosphérique ou des défauts de réflectivité des miroirs (notamment entre les différents segments d'un ELT), risquent de ne plus être négligeables. Nous allons étudier leur impact sur les expressions analytiques.

III.6.2.1 Niveau des défauts d'amplitude

Au niveau de la pupille d'entrée du télescope les défauts d'amplitude ont deux origines.

III.6.2.1.1 La scintillation

Ils sont tout d'abord dûs à la scintillation atmosphérique que j'ai présentée dans la partie III.2. La distribution de la variation d'intensité relative est proche d'une distribution

log-normal [Dravins *et al.*, 1997]. Pour comparer les niveaux des résidus après correction de l'optique adaptative et de la scintillation, j'ai simplement utilisé l'expression de la DSP de la scintillation dans le cas d'une statistique de Von Karman en utilisant les mêmes hypothèses que pour l'estimation du résidu d'OA. Cette approche ne permet que d'obtenir une idée du niveau des aberrations. Pour obtenir un écran de scintillation correct, il est nécessaire de réaliser une propagation de Fresnel. Une approximation est présentée dans l'article Johnston et Lane [2000].

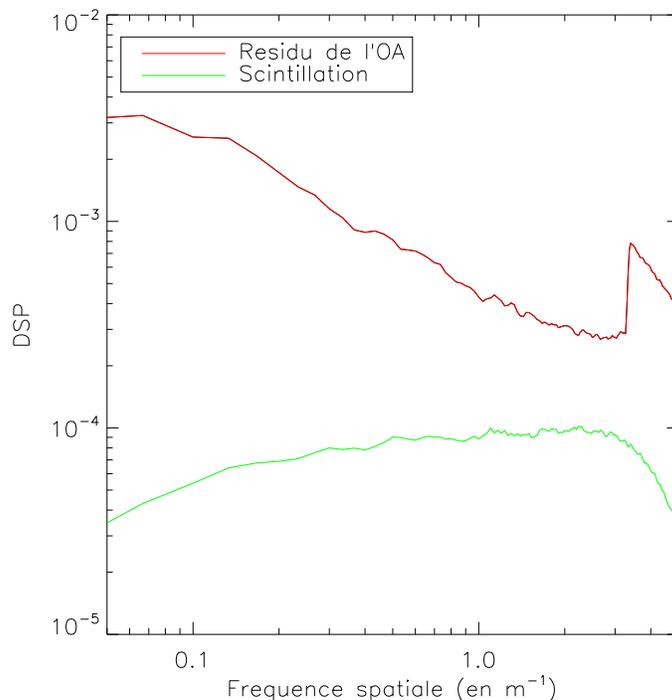


FIG. III.6.1 – Comparaison des DSPs des aberrations de phase après correction de l'optique adaptative et des aberrations d'amplitude dues à la scintillation. Aux basses fréquences, le rapport est de 300 ; il diminue à 3 aux environs de la fréquence de coupure de l'optique adaptative.

La figure III.6.1 représente les niveaux relatifs des DSPs après correction de l'optique adaptative et de la scintillation.

On voit que la scintillation est négligeable devant les aberrations résiduelles données par l'optique adaptative (ici le rapport de Strehl est supérieur à 96 %) ; elle ne s'en rapproche qu'aux moyennes fréquences, mais elle reste trois fois moindre.

III.6.2.1.2 Les défauts statiques d'amplitude

Outre les défauts d'amplitude dynamiques dus à la scintillation, des aberrations d'amplitude statiques vont aussi limiter les performances du système. Dans le cadre des ELTs, les plus grands défauts vont provenir des différences de réflectivité des segments composant le miroir primaire (à cause de la poussière par exemple). Troy et Chanan [2003] indique une différence de réflectivité de 5 % PTV dans le cas des segments du télescope Keck.

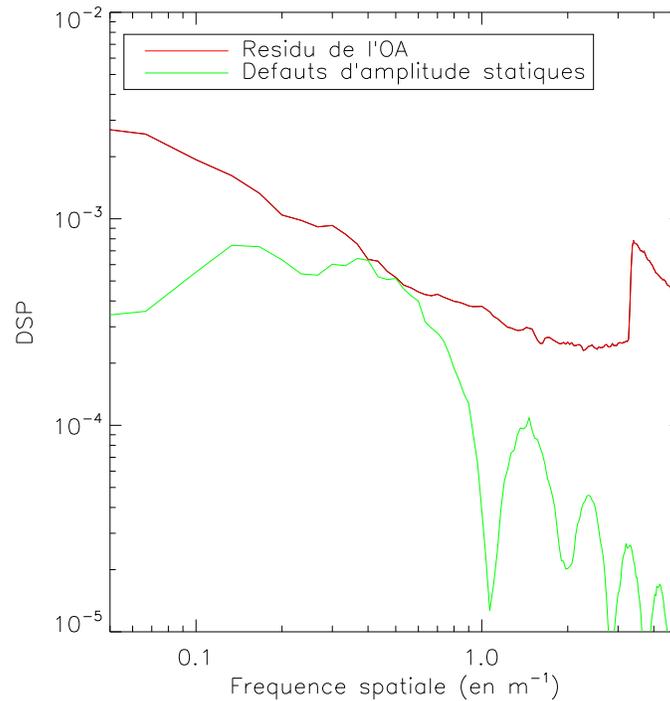


FIG. III.6.2 – Comparaison des DSPs des aberrations de phase dynamiques et des aberrations d'amplitude statiques, dues aux différences de réflectivité des segments. Dans ce cas, j'ai simulé un télescope de 30 m avec des segments de 1.5 m. La réflectivité est constante sur chaque segment.

Je considère une réflectivité de 1 % RMS, valeur qui est utilisée dans le cas de l'E-ELT. La figure III.6.2 représente la DSP due aux différences de réflectivité dans le cas d'un télescope de 30 m comportant des segments de 1.5 m. Par analogie avec les aberrations de phase, des défauts d'amplitude de 1 % RMS correspondraient à des aberrations de phase de 16 nm RMS. Si les différences de réflectivité sont moindres par rapport aux aberrations de phase dynamiques à pratiquement toutes les fréquences, ce ne sera pas le cas pour les aberrations de phase statiques qui ont presque la même répartition fréquentielle (aux discontinuités dues aux segments près) et le même niveau.

Ainsi, par la suite, je considérerai les défauts d'amplitude statiques, que je noterai

ε , mais pas la scintillation qui est négligeable. Cependant, nous pouvons noter que cette hypothèse ne va pas changer la forme générale des équations.

III.6.2.2 Intensité coronographique

Dans le plan pupille du télescope, l'amplitude complexe A s'écrit :

$$A = \Pi e^{\varepsilon + i\phi} \quad (\text{III.6.8})$$

Je ne vais pas, dans cette section, rentrer de nouveau dans le détail des calculs ; ils sont semblables à ceux faits dans la partie III.3.2. Notons ε_{NC_i} les défauts d'amplitude différentiels.

Dans le plan pupille coronographique, dans la voie i , l'amplitude complexe s'écrit alors :

$$A_i = \Pi \left(e^{\varepsilon + i\phi} - \sqrt{E_C} \right) e^{i\delta_{NC_i} + \varepsilon_{NC_i}} \quad (\text{III.6.9})$$

L'intensité coronographique est donc :

$$I_i = |\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}|^2 + |\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}|^2 + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \quad (\text{III.6.10})$$

Les défauts de phase et d'amplitude ont un comportement complètement symétrique dans le plan image. L'équation III.6.10 met en évidence cette symétrie : à côté du terme dû aux aberrations de phase que l'on trouvait déjà dans l'équation III.3.7, se trouve un terme de même ordre dû aux aberrations d'amplitude auxquels s'ajoute un terme de couplage des défauts de phase et d'amplitude.

III.6.2.3 Résidu après soustraction pour une courte pose

Après soustraction, l'intensité résiduelle s'écrit donc, en notant $\delta_{NC} = \delta_{NC_2} - \delta_{NC_1}$ et $\varepsilon_{NC} = \varepsilon_{NC_2} - \varepsilon_{NC_1}$:

$$\begin{aligned} I_{\text{residu}} &= I_2 - I_1 = \\ &- 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\phi} \right)^* \right] + 2\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \\ &+ 2\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\phi} \right)^* \right] + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \\ &- 2\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\phi} \right)^* \right] + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \\ &+ 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\phi} \right)^* \right] + 2\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \end{aligned} \quad (\text{III.6.11})$$

Le nombre de termes rend l'équation d'autant plus difficile à interpréter en l'état que nombre de termes sont "cachés" (je n'ai pas séparé les aberrations dynamiques des aberrations statiques). On peut simplement étudier la parité de l'intensité résiduelle. La présence de parties imaginaires, qui sont antisymétriques, et de parties réelles, symétriques, rend

l'intensité résiduelle sans symétrie particulière. Les termes ayant à peu près le même niveau, une soustraction centro-symétrique par exemple, n'apportera aucun gain, si l'on considère que les défauts de phase et d'amplitude ont la même amplitude.

Un autre élément remarquable est l'absence de "pinned" speckles.

III.6.2.4 Résidu après soustraction pour une pose infinie

Regardons maintenant quelle est la limitation fondamentale dans ce cas.

On obtient :

$$\begin{aligned}
\sigma_\theta(\langle I_{residu} \rangle) &= \sigma_\theta \left(-2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) + 2\sigma_\theta \left(\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \right) \\
&+ 2\sigma_\theta \left(\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) + 2\sigma_\theta \left(\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \right) \\
&- 2\sigma_\theta \left(\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) + 2\sigma_\theta \left(\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \right) \\
&+ 2\sigma_\theta \left(\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\delta}_C \right)^* \right] \right) + 2\sigma_\theta \left(\Re \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \right)
\end{aligned}$$

Cette équation ressemble sensiblement à la précédente à la différence notable qu'il n'y a plus de termes "cachés" (elle est complètement développée).

L'écriture analytique met notamment en évidence la non-symétrie de l'image coronographique et de l'intensité résiduelle après soustraction. Au niveau de détectabilité requis pour la détection d'exoplanètes telluriques, les défauts d'amplitude doivent être pris en compte et introduits dans les simulations.

Cette écriture peut aussi servir à comprendre un autre phénomène. Jusqu'à présent, je n'ai, dans mes développements analytiques, considéré que des cas où le coronographe était parfait. Or, comme on l'a vu grâce aux simulations, ce ne sera pas le cas des coronographes installés sur l'E-ELT. Une façon de modéliser cette imperfection est de considérer que la soustraction de l'énergie cohérente n'est pas totale; cela revient à considérer un défaut d'amplitude résiduel dans le plan pupille [Bloemhof, 2004]. Les équations seraient alors identiques à celles de cette partie, de l'équation III.6.8 à l'équation III.6.12. ε serait alors la somme des défauts d'amplitude statiques et des résidus coronographiques. On note alors que dans un cas sans défaut d'amplitude autre que les résidus coronographiques, si l'on se place dans un cas sans défaut de phase commun, pour un temps de pose infini, on trouve l'équation :

$$\sigma_\theta(\langle I_{residu} \rangle) = 2\sigma_\theta \left(\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\varepsilon} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi}_{NC} \star \widehat{\varepsilon} \right)^* \right] \right) \quad (\text{III.6.13})$$

où ε ne représente plus que les résidus coronographiques. On retrouve les résultats de la partie III.4.2 où j'avais expliqué que même sans aberrations communes la diffraction du coronographe allait fortement limiter les performances de l'imagerie différentielle longue pose. On y voit aussi que les limitations imposées par les résidus coronographiques ont le même comportement et le même impact que les aberrations communes statiques.

Chapitre III.7

Conclusion

Les ELTs, avec leur grande surface collectrice et leur résolution angulaire accrue ouvrent une nouvelle voie dans la quête des exoplanètes. J’ai étudié, de façon analytique et par simulations numériques, les possibilités et les limitations d’un système associant optique adaptative, coronographie et système de calibration.

J’ai tout d’abord étudié un système théorique avec un coronographe parfait (c’est-à-dire qui soustrait parfaitement l’énergie cohérente). La calibration simultanée est, elle aussi, idéale : on a un contraste spectral de 1 pour la planète. Les seuls défauts que j’ai pris en compte dans la calibration sont les défauts liés aux systèmes optiques différents. J’ai prouvé que, dans ce cas, le niveau de détectabilité variait quadratiquement avec les aberrations statiques en amont du coronographe et linéairement avec les aberrations statiques différentielles, dans le cas d’une pose infinie. Dans le cas d’un télescope de 30 m, si l’on considère des aberrations communes de 20 nm RMS, les aberrations différentielles doivent être inférieures à 0.01 nm RMS pour pouvoir détecter une Terre autour d’une étoile à 10 pc. Dans le cas où l’on prend en compte le bruit de photons, le temps de pose est contraint par le niveau de l’image directe, niveau limité par les performances de l’optique adaptative. Je considère une étoile de type G2V à 10 pc. J’ai montré que plusieurs centaines d’heures étaient nécessaires pour atteindre $8 \cdot 10^{-10}$ à 0.1”. Ainsi, les performances de l’optique adaptative vont, en premier, limiter les performances du système, la limite “ultime” étant fixée par les aberrations statiques.

Afin d’améliorer le niveau de l’image directe, c’est-à-dire de réduire la turbulence, il peut être intéressant d’installer un très grand télescope au dôme C. J’ai montré que le gain apporté par ce site permettait de conserver les mêmes performances près de l’axe en divisant le diamètre du télescope par deux.

En simulant différents coronographes réalistes, j’ai montré que leur présence (dans le cas d’une obstruction centrale par exemple) induisait une limitation supplémentaire : en dessous d’une certaine valeur, qui varie en fonction du type de coronographe, il n’est plus utile de chercher à réduire les aberrations en amont de ce dit coronographe, la limitation venant alors du résidu coronographique. Pour augmenter la détectabilité, la seule solution consiste alors à réduire les aberrations statiques différentielles. Si l’on considère une calibration spectrale réaliste, un autre terme apparaît dans les équations qui va limiter la

détectabilité. Ce terme dépend uniquement du choix des longueurs d'onde et des aberrations communes : les longueurs d'onde sont choisies afin que l'écart entre les deux filtres soit minimal et que le contraste de la planète soit maximal ; le terme est donc non nul. Dans le cas d'un système optique très bon, pour lequel les aberrations seraient très faibles, les limitations vont provenir du coronographe qui limite le niveau de l'image directe et donc la détectabilité. Enfin, j'ai montré qu'au niveau de contraste où nous étions, les défauts d'amplitude deviennent non négligeables et doivent être inclus dans les simulations.

Tous ces résultats vont dans le même sens, à savoir que la détection d'une planète de type terrestre autour d'une étoile de type G2V à 10 pc semble impossible avec l'instrument considéré, même sur un ELT. Des cas plus favorables dans la quête des planètes habitables existent néanmoins.

	F2V	G2V	K2V	M2V	L2V
Distance planète-étoile (en UA)	1.92	1	0.565	0.24	0.016
Rapport de flux à $1.6 \mu m$	$4.87 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$5.65 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$

TAB. III.7.1 – Caractéristiques d'une planète habitable en fonction du type spectral de l'étoile : distance de la planète à l'étoile et rapports de flux en bande H. La planète est un analogue de la Terre.

Le tableau III.7 donne des exemples de distance et de contraste entre la planète et l'étoile en bande H. Dans ce tableau, les planètes sont des Terres : la température considérée est de 298 K, le rayon de la planète est celui de la Terre ainsi que l'albédo et l'émissivité en infrarouge. Des cas de planètes avec des rayons plus importants (super-Terres) seraient plus favorables que ceux considérés. Comme dans le cas de MIRI, on voit que le contraste est d'autant plus favorable que l'étoile est faible mais il faut noter que plus l'étoile est faible plus la planète devra être proche pour avoir une température suffisante. Ainsi, autour d'une étoile de type L2, le contraste n'est que de $1.6 \cdot 10^{-6}$ mais la planète n'est qu'à 0.016 UA de son étoile hôte (ce qui représente 1.6 mas ou $0.15 \lambda/D$ pour une étoile à 10 pc).

Conclusion

Dans ce mémoire de thèse, j'ai étudié des systèmes coronographiques dans différents contextes.

J'ai tout d'abord étudié les 4QPM de MIRI et estimé leurs performances dans la détection d'exoplanètes de type Jupiter. J'ai mis en évidence qu'environ 15 % des planètes de type Jupiter de $10 M_J$ étaient détectables en environ 1 h d'intégration autour des étoiles proches (mon étude statistique s'est focalisée sur les étoiles de type F à L à moins de 20 pc, pour lesquelles j'ai pris en compte les caractéristiques physiques ainsi que l'âge). Ce chiffre est d'environ 1.5 % pour des planètes de $1 M_J$. Ce résultat confirme l'intérêt scientifique du mode coronographique de MIRI.

J'ai déjà présenté les atouts de la coronographie dans ce contexte mais une autre méthode peut être utilisée : les transits de la planète devant son étoile hôte. J'ai étudié un cas particulier où la planète considérée était une Terre primitive. Dans ce contexte MIRI est rapidement limité par le fond thermique et ne peut être utilisé que pour des étoiles brillantes. C'est pour cela que je me suis aussi intéressée aux performances de NIRCAM, qui fonctionne en proche infrarouge et qui peut ainsi être utilisé pour des étoiles plus faibles. La méthode des transits sur des instruments tels que MIRI et NIRCAM, avec un champ limité, est surtout intéressante sur des planètes déjà détectées, dans l'objectif de caractériser leurs atmosphères. Je me suis, dans ce manuscrit, intéressée à un cas extrême où l'absorption de la planète n'est que de 0.009 % du flux de l'étoile. MIRI permet de détecter la raie de CO_2 autour des étoiles les plus brillantes (notamment pour des étoiles de type F2V jusqu'à 30 pc pour des longueurs d'onde inférieures à $19 \mu m$) et NIRCAM la raie de CO pour les étoiles plus faibles. Mais ce cas représente le cas limite qui peut être envisagé (en raison des temps de pose importants et de la détectabilité marginale, notamment sur MIRI). Néanmoins, les instruments du JWST représentent une réelle opportunité pour caractériser des planètes plus massives, comme, par exemple des planètes de la masse de Neptune pour lesquelles la profondeur du transit est de l'ordre de 0.1 % (un exemple de ce type de planètes est GJ 436b).

Dans le cadre de la détection directe avec MIRI, la soustraction des speckles résiduels est nécessaire. Cette calibration se fait par soustraction d'une étoile de référence mais elle rend nécessaire un positionnement très précis de ces étoiles derrière le coronographe (l'écart doit être inférieur à 10 mas) mais aussi l'une par rapport à l'autre (elles doivent être à moins de 5 mas l'une de l'autre au niveau du détecteur). Pour ce faire, j'ai étudié puis défini les algorithmes les plus adaptés, la difficulté venant du positionnement derrière un

coronographe qui est un élément optique non linéaire. Ce choix fait, j'ai, en collaboration avec le STScI ("Space Telescope Science Institute" (États-Unis)), défini la procédure de centrage la plus adaptée.

La réalisation du système coronographique de MIRI par le LESIA m'a permis de participer aux tests et à la caractérisation des différents modèles de masques coronographiques : après la sélection du matériau et l'étude des performances en infrarouge, les cinq modèles ont dû être testés sur le banc visible afin de vérifier leurs caractéristiques et leur conformité aux spécifications.

Le bruit de speckles est un bruit dominant dans la détection d'exoplanètes ; j'ai donc étudié les contraintes qui devaient être vérifiées par le système optique si l'on souhaitait détecter des exoplanètes telluriques (donc atteindre un contraste de 2.10^{-10} en proche infra-rouge) sur les ELTs, télescopes de très grande taille. J'ai donc considéré un système classique comportant une optique adaptative, un coronographe que j'ai d'abord considéré parfait et un système de calibration simultanée. J'ai prouvé que, en négligeant le bruit de photons, il fallait pouvoir réduire les aberrations communes à 20 nm RMS et les aberrations différentielles à 0.01 nm RMS pour atteindre les performances requises.

Un des facteurs qui va limiter les performances est le bruit de photons. Or le niveau de ce bruit dépend du niveau de l'image coronographique, qui dans notre cas optimiste, n'est limité que par les performances de l'optique adaptative. Avec les hypothèses choisies, plusieurs centaines d'heures sont nécessaires pour atteindre un niveau de 10^{-9} à 0.1". Une façon de réduire ce temps de pose est de se placer dans un site ayant un meilleur seeing, où, si l'on conserve les mêmes contraintes sur l'optique adaptative (densité d'actuateurs, vitesse), les performances du coronographe seront supérieures. J'ai ainsi montré qu'utiliser un télescope de 15 m au dôme C était équivalent à utiliser un télescope de 30 m dans un site astronomique classique du point de vue de la recherche d'exoplanètes par imagerie directe.

Dans la pratique, d'autres limitations vont contraindre le niveau de détectabilité après calibration simultanée. La première est l'utilisation du coronographe avec, par exemple, un télescope ayant une obstruction centrale. Dans ce cas, les coronographes ne sont pas parfaits et leurs performances sur l'atténuation de l'étoile vont limiter la détectabilité qui peut être atteinte, même après calibration (leur comportement sera semblable à celui des aberrations communes statiques). Une autre limitation va venir du système de calibration choisi. Je n'ai étudié que la calibration spectrale simultanée ; dans ce cas, je montre que des termes supplémentaires limitent le niveau de détectabilité. Enfin, j'ai aussi montré qu'au niveau du flux résiduel que l'on souhaitait atteindre les défauts d'amplitude ne pouvaient plus être négligés et devaient être pris en compte afin d'estimer les performances globales du système considéré.

Ces télescopes et les instruments correspondant ne sont pas prévus avant les années 2013 pour le JWST et 2018 pour l'ELT. Plusieurs instruments verront le jour avant, notamment SPHERE sur le VLT et GPI sur Gemini, instruments qui ouvriront certainement la voie à l'imagerie d'exoplanètes autour d'étoiles très proches ou jeunes. Des projets spatiaux sont aussi à l'étude : Darwin et TPF-C par exemple.

En outre, ces dernières années ont connu des avancées majeures dans nos connaissances sur les coronographes : plusieurs sont ou vont très prochainement être testés (les APLC et les “band-limited” notamment). En outre, des développements sont déjà bien avancés sur les 4QPM afin de les rendre achromatiques : utilisation de lames demi-ondes (qui seront utilisées sur SPHERE notamment) mais aussi étude des 4Q-ZOGs et des AGPM.

Le travail présenté dans cette thèse pourra servir de point de départ pour estimer les performances des futurs instruments tels SEE-COAST, un projet de télescope spatial hors-axe visible et proche infra-rouge équipé d’un système coronographique, ou EPICS, un instrument d’imagerie directe d’exoplanètes sur l’E-ELT lui aussi équipé d’un coronographe et d’un système de calibration. Un autre axe à envisager consiste à étudier la détectabilité des exoplanètes telluriques sur un ELT mais en moyen-infrarouge afin de profiter du contraste moindre entre la planète et son étoile (ainsi, ce contraste n’est plus que de 10^{-6} entre la Terre et le Soleil à $10 \mu m$), avec, en contrepartie, un bruit de fond très important. C’est une des propositions de l’instrument MIDIR de l’E-ELT.

Annexe A

Liste des publications

Articles à comité de lecture

Baudoz, P., Boccaletti, A., Riaud, P., **Cavarroc, C.**, Baudrand, J., Reess, J. M., et Rouan, D. (2006a). Feasibility of the Four-Quadrant Phase Mask in the Mid-Infrared on the James Webb Space Telescope. *PASP*, **118**, 765–773.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2006). Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes. *A&A*, **447**, 397–403.

Martinez, P., Boccaletti, A., Kasper, M., Baudoz, P., et **Cavarroc, C.** (2007). Optimization of Apodized Pupil Lyot Coronagraph for ELTs. *Accepted in A&A*, **707**.

Articles de conférence

Boccaletti, A., Mouillet, D., Fusco, T., Baudoz, P., **Cavarroc, C.**, Beuzit, J.-L., Moutou, C., et Dohlen, K. (2006). Analysis of ground-based differential imager performance. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 519–524.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2005). Limitations to the detection of Earth-like planets with Extremely Large Telescopes. In F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, et L. Pagani, editors, *SF2A-2005 : Semaine de l’Astrophysique Française*, pages 231–+.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2006a). Earth-like planet detection with Extremely Large Telescopes. In *EAS Publications Series*, volume 22 of *Engineering and Science*, pages 213–221.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2006b). Earth-like planet detection with Extremely Large Telescopes : fundamental limitations. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 587–592.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2006c). Fundamental limitations on Earth-like planet detection with ELTs. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, volume 232 of *IAU Symposium*, pages 334–338.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., Martinez, P., et Rouan, D. (2006d). Limitations on Earth-like planet detection with perfect and real coronagraphs on ELTs. In *Modeling, Systems Engineering, and Project Management for Astronomy II. Edited by Cullum, Martin J.; Angeli, George Z. Proceedings of the SPIE, Volume 6271, pp. 62710I (2006).*, volume 6271 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Meixner, M., et Baudoz, P. (2007). Centering Procedures with the Coronagraphs of MIRI. In P. Kalas, editor, *Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century. June 04 - 08, 2007. University of California, Berkeley, CA, USA. Edited by Paul Kalas.*, pages 49–+.

Martinez, P., Boccaletti, A., Kasper, M., Baudoz, P., et **Cavarroc, C.** (2007). Optimization of Apodized Pupil Lyot Coronagraph for Planet Finder Instruments. In P. Kalas, editor, *Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century. June 04 - 08, 2007. University of California, Berkeley, CA, USA. Edited by Paul Kalas.*

Meixner, M., **Cavarroc, C.**, Boccaletti, A., Boeker, T., Friedman, S., Greene, T., Ressler, M., Rieke, G., van Dishoeck, E., Waelkens, C., Wright, G., et The Miri Team (2005). Exploring the Properties of Nearby Debris Disks using the Mid-Infrared Instrument (MIRI) on the James Webb Space Telescope (JWST). In I. Kamp et M. Meixner, editors, *Nearby Resolved Debris Disks*, pages 24–+.

Rouan, D., Boccaletti, A., Baudoz, P., **Cavarroc, C.**, Baudrand, J., et Reess, J. M. (2007). The Coronagraphic Mode of MIRI/JWST. In P. Kalas, editor, *Proceedings of the conference In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century. June 04 - 08, 2007. University of California, Berkeley, CA, USA. Edited by Paul Kalas.*

Van Dishoeck, E. F., Merín, B., Brandl, B., Böker, T., Greene, T., Meixner, M., Ressler, M., Rieke, G., Waelkens, C., Wright, G., **Cavarroc, C.**, Boccaletti, A., et Miri Team (2005). Protostars and Planets with JWST-MIRI. In *Protostars and Planets V*, pages 8404–+.

Annexe B

Article A&A 447 p. 397-403,
Cavarroc C. *et al.*

A&A 447, 397–403 (2006)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20053916
 © ESO 2006

**Astronomy
&
Astrophysics**

Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes

C. Cavarroc¹, A. Boccaletti¹, P. Baudoz¹, T. Fusco², and D. Rouan¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris Meudon, 5 Pl. J. Janssen, 92195 Meudon, France
 e-mail: celine.cavarroc@obspm.fr

² ONERA, BP 52, 29 avenue de la Division Leclerc, 92320 Châtillon Cedex, France

Received 26 July 2005 / Accepted 20 September 2005

ABSTRACT

We analyse the fundamental limitations for the detection of extraterrestrial planets with Extremely Large Telescopes. For this task, a coronagraphic device combined with a very high order wavefront correction system is required but is not sufficient to achieve the 10^{-10} contrast level needed to detect an Earth-like planet. The stellar residuals left uncorrected by the wavefront correction system need to be calibrated and subtracted. We consider a general model including the dynamic phase aberrations downstream of the wavefront correction system, the static phase aberrations of the instrument and some differential aberrations provided by the calibration unit. A rather optimistic case of a filled circular pupil and of a perfect coronagraph is assumed. As a result of the analytical study, the limitation is found to mostly come from the static aberrations. We confirm this result using numerical simulations and evaluate the requirements in terms of phase aberrations to detect Earth-like planets with Extremely Large Telescopes.

Key words. techniques: high angular resolution – instrumentation: adaptive optics – stars: imaging – stars: planetary systems

1. Introduction

Direct detection of Earth-like planets is a challenging issue, since a contrast of 10^{-10} must be reached at a close angular distance to a bright star. The characterization of exoplanets constitutes the main objective of several projects, whether from the ground or from space (Darwin, TPF-I and TPF-C for instance). Among ground-based projects, Extremely Large Telescopes (ELTs) are very promising to significantly improve the angular resolution. To date, several projects are considered such as the Giant Magellan Telescope (Johns et al. 2004), the Thirty Meter Telescope (Nelson et al. 2005), Euro50 (Andersen et al. 2003) and the 100 m OWL telescope (Gilmozzi 2004).

To detect Earth-like planets, the use of a coronagraph combined with an adaptive optics (hereafter AO) system is necessary but not sufficient. In the presence of atmospheric turbulence we cannot expect a contrast greater than $\sim 10^{-6}$ even with a high-order AO (whatever the coronagraphic system). Assuming an optimistic error budget for the AO, the Strehl ratio can be as large as 98% (see Sect. 3). Thus, the coronagraph is fed with an imperfect wavefront. Two percent of the stellar light still escapes the coronagraph and is spread in a speckled halo.

To enhance the contrast, a second step is mandatory to suppress this speckle noise. In this paper, we consider that the instrument provides a good calibration and that the speckle attenuation is achieved with a simple subtraction of two images

(one of which shows the planet while the other does not). Due to the variability of the atmospheric phase distortion, the calibration must be done simultaneously. Here, for sake of generality we do not assume any particular system of calibration but several proposals were made in the past which take advantage of the planet properties like its spectral signature (Racine et al. 1999; Marois et al. 2000), its polarization (Baba & Murakami 2003) or its coherence with respect to the star (Guyon 2004). The differential spectral imaging was already implemented in TRIDENT (Marois et al. 2005) and NACO-SDI (Close et al. 2005) and is also selected for the VLT Planet Finder (Beuzit & et al. 2004).

Section 2 presents the formalism based on a simple model. Numerical simulations (Sect. 3) were done to confirm the analytical results and to assess the sensitivity to the various phase aberrations. Important conclusions are drawn in Sect. 5.

2. Formalism

2.1. Assumptions

The following assumptions are very general and mostly optimistic with respect to the performance of the state-of-the-art instruments.

We consider a circular unobstructed pupil without segmentation. The coronagraph is assumed perfect and is modeled by the subtraction of a perfect pupil from the actual aberrated one

(see Eqs. (1) and (3)) in order to remove the diffraction. It is achromatic, the star is perfectly centered and the Lyot stop is perfectly aligned.

Several coronagraphs that provide a total extinction of an on-axis unresolved point source with a zero aberration system have been already proposed (Roddier & Roddier 1997; Rouan et al. 2000; Baudoz et al. 2000; Kuchner & Traub 2002). To find the most suitable type of coronagraph it will be necessary to take into account the pupil defects of actual ELTs (segmentation, obstruction, cophasing errors between segments,...).

We consider the following contributions to the phase errors in the wavefront: residual phase from AO correction (ϕ) and static aberrations (δ_C) in the instrument upstream of the coronagraph. Consideration of this second type of aberration is required to be realistic, even if they are not totally static but “quasi static” with a lifetime from a few seconds to a few minutes (Marois et al. 2003).

With these notations and assuming a perfect coronagraph, the complex amplitude A_1 in the pupil plane can be written as:

$$A_1 = \Pi \left(\sqrt{E_C} - e^{i(\phi + \delta_C)} \right) \quad (1)$$

with Π the entrance pupil, $E_C = e^{-\sigma_{\phi + \delta_C}^2}$ the instantaneous coherent energy and $\sigma_{\phi + \delta_C}^2$ the spatial variance of the AO residual phase and of the static aberration.

Assuming a high Strehl ratio (more than 95%) i.e. considering that wavefront errors are small (a few nanometers or tens of nanometers rms), a third order expansion can be made and is justified in the next section. We can approximate A_1 with:

$$A_1 = \Pi \left(-\frac{\sigma_{\phi + \delta_C}^2}{2} - i(\phi + \delta_C) + \frac{(\phi + \delta_C)^2}{2} + i\frac{(\phi + \delta_C)^3}{6} \right). \quad (2)$$

2.2. Instantaneous residual intensity

We consider here two images taken simultaneously using two channels downstream of the coronagraph to calibrate the residual speckle pattern. A potential high source of mismatch in between the two images is the non-common path wavefront aberration since the light goes through two differential optical paths. So, we will consider a “reference” channel having only ϕ and δ_C , the amplitude of which is described by Eq. (1) and a second channel which, in addition to ϕ and δ_C , includes a non-common path aberration δ_{NC} with an amplitude defect of the same order as ϕ and δ_C . Its amplitude in the pupil plane can be written by:

$$A_2 = \Pi \left(\sqrt{E_C} - e^{i(\phi + \delta_C)} \right) e^{i\delta_{NC}}. \quad (3)$$

As for Eq. (1) a third order expansion gives:

$$A_2 = A_1 + \Pi \left(-i\frac{\sigma_{\phi + \delta_C}^2}{2} \delta_{NC} + (\phi + \delta_C) \delta_{NC} + i\frac{(\phi + \delta_C)^2}{2} \delta_{NC} \right). \quad (4)$$

The intensity I_2 in the detector plane corresponds to the square modulus of the Fourier transform of A_2 (neglecting terms

beyond third order). We will denote Fourier transforms by a hat accent. The star \star represents the convolution operator.

$$I_2 = |\widehat{A}_2|^2 = I_1 + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\phi} + \widehat{\delta}_C) \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star (\widehat{\phi} + \widehat{\delta}_C) \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] \quad (5)$$

with $*$ the complex conjugation and $\Im[]$ the imaginary part of the complex quantity. I_1 is the intensity of the reference image ($I_1 = |\widehat{A}_1|^2$).

Subtracting I_1 from I_2 , we obtain:

$$I_{NC} = I_2 - I_1 = 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\phi} \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] + 2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] \quad (6)$$

I_{NC} refers to the instantaneous residual intensity after subtraction.

Π , ϕ , δ_C and δ_{NC} are real, so their Fourier transforms are Hermitian: their real part is even and their imaginary part is odd. Thus, the resulting image I_{NC} , which is made only with imaginary parts, is antisymmetric (providing the expansion is stopped at the third order).

Equation (6) has only terms of the third order. It is therefore obvious that the third order expansions in Eqs. (2) and (4) are required to obtain $I_{NC} \neq 0$. All terms that classically dominate imaging are removed in the 2-channel subtraction process. Indeed, an image made with a perfect coronagraph has neither residual constant nor first order terms, as developed in Boccaletti et al. (2002) and Bloemhof (2004) in the case of the Four Quadrant Phase Mask. Moreover, the interest of coronagraphic image subtraction lies in removing terms of degree two, which are studied in Perrin et al. (2003) and Sivaramakrishnan et al. (2002) in a direct imaging case.

The terms of Eq. (6) vary linearly with $\widehat{\delta}_{NC}$. Because of the linearity of the Fourier transform, a linear variation in δ_{NC} induces a linear variation in the level of the residual intensity. Each term of Eq. (6) is shown in Fig. 1 for a single instantaneous image.

The approximation (third order expansion) of Eqs. (2) and (4) is valid when the aberrations ϕ , δ_C and δ_{NC} have similar orders of magnitude. In actual cases, δ_{NC} will differ by 1 or 2 orders of magnitude which changes the order of the expansion but Eq. (6) will remain unchanged (as confirmed in Fig. 5).

3. Numerical simulations

We carried out numerical simulations to confirm the analytical study. Simulations were performed for a thirty meter telescope, using arrays of 2048×2048 pixels with a sampling of 3.6 cm per pixel at the pupil plane and for a wavelength $\lambda = 1.63 \mu\text{m}$. We considered a filled circular aperture.

The atmospheric phase screens are generated with a tool based on the approach first introduced by Rigaut (Rigaut et al. 1998; Jolissaint & Veran 2002). Analytical expressions of the spatial power spectral density (PSD) of the residual phase are obtained for various errors affecting an AO system (fitting, aliasing, temporal, noise, anisoplanatism ...). The resulting global AO PSD (sum of the individual PSD of each error

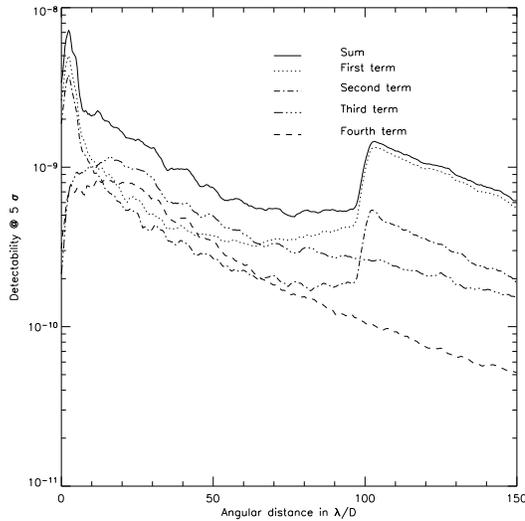


Fig. 1. Radial profile of the standard deviation (azimuthally averaged) of each term in Eq. (6) for an instantaneous image (1 speckle pattern). Simulation parameters are given in Sect. 3.

source) is used to compute AO corrected phase screens (independent realizations of the global AO PSD). Recent works (Conan et al. 2005) allowed us to include a correct model of AO closed loop temporal and noise effects (assuming an integrator law) as well as the differential refraction effects.

In the following, we consider a Shack-Hartmann wavefront sensor with 200 actuators across the telescope diameter. The seeing is 0.75 arcsec at $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ and the outer scale is 20 m. We assumed a 5th magnitude star and a loop frequency of 2.5 kHz. The AO PSD includes fitting errors, servo lag and the photon noise on the wavefront sensor. These AO parameters provide a very good wavefront correction and a Strehl ratio of 98% which is a great challenge for ELTs.

The static phase aberrations δ_C and δ_{NC} are described with a PSD which varies as f^{-2} (with f the spatial frequency) as is usually the case for standard optical components (Duparré et al. 2002). In the case of high contrast imaging with a coronagraph, special care is needed to reduce the impact of low spatial frequencies. We therefore assumed that the PSD at low frequencies was already improved and that it is flat in the range $0 < f < f_C/4$, with f_C the cut-off frequency of the AO defined by the number of actuators across the pupil. As a first guess we adopt an amplitude of 20 nm rms and 0.1 nm rms for δ_C and δ_{NC} respectively. The impact of the amplitude and the PSD of the phase aberrations are further investigated in Sects. 3.3 and 3.4.

3.1. Short exposure image

We first study a single short exposure coronagraphic image subtracted by a calibration image. Its theoretical expression is given by Eq. (6). Figure 2 shows the central part of an instantaneous simulated image after subtraction ($I_{NC} = I_2 - I_1$). Positive speckles are white while negative ones are black. The intensity

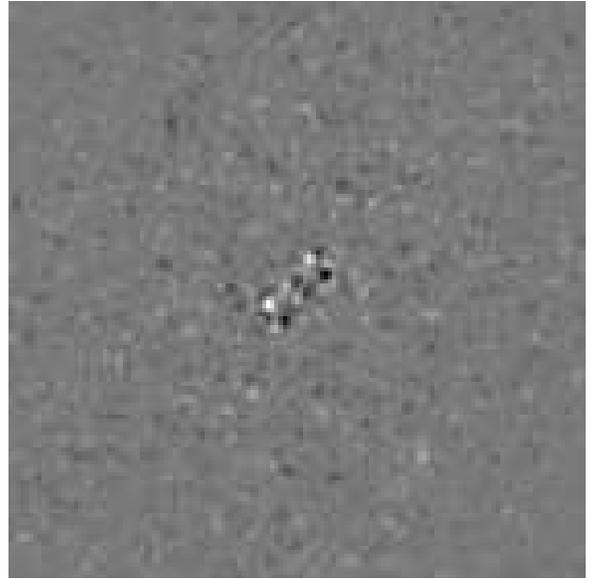


Fig. 2. Central part of an instantaneous image (fov = $54\lambda/D$). The antisymmetrical speckle pattern is shown. The simulation was done for $\delta_C = 20$ nm rms and $\delta_{NC} = 0.1$ nm rms and with a power square law spectrum truncated at $f_c/4$ (f_c is the cut-off frequency of the AO system).

distribution in the focal plane is clearly anti-centrosymmetrical as expected from Eq. (6).

Unlike direct imaging, speckle pinning (Bloemhof et al. 2001) which appears when a phase defect is multiplied by the Fourier transform of the pupil ($\widehat{\Pi}$) does not occur here (see Eq. (6)) due to the coronagraph effect and the image subtraction. Thus, residual speckles are randomly distributed in the image and not only pinned on the rings of the point spread function.

Figure 3 compares radial profiles of the image before and after subtraction of a single exposure. The agreement between simulated and analytical profiles is perfect, indicating that the approximation we made in Sect. 2 is valid at this level of contrast.

3.2. Convergence over time

A long exposure image is generated by co-adding N decorrelated instantaneous images while static aberrations remain unchanged. The final image delivered by the simulation is $\langle I_{NC} \rangle$ where $\langle \rangle$ denotes temporal averaging over the N realizations. In the following, we analyze this simulation result in terms of the detectability of a point source. For that, we calculated the standard deviation in the image $\langle I_{NC} \rangle$ as explained in Boccaletti (2004). This operation is termed σ_θ and is measured on a sample of pixels at equal distance to the star.

In Fig. 4, the radial profiles are calculated for increasing values of N from a single exposure to $N = 460$. This simulation shows that the detectability converges towards the standard deviation of the constant term of Eq. (6) (dashed line in Fig. 4):

$$\sigma_\theta(\langle I_{NC} \rangle) = \sigma_\theta \left(2\Im \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] \right). \quad (7)$$

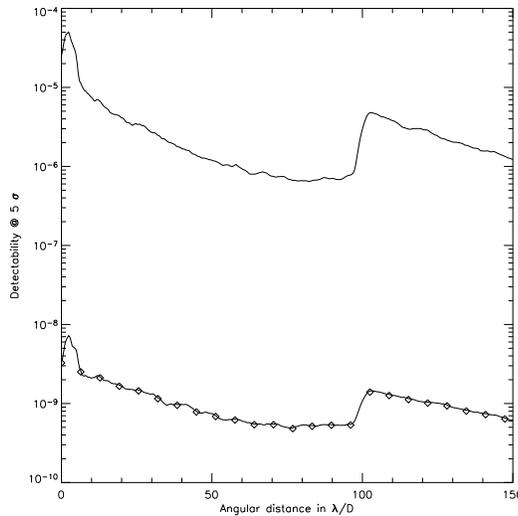


Fig. 3. Comparison between analytical (solid lines) and simulated curves (diamonds) calculated to achieve a 5σ detection. The upper curve corresponds to the raw coronagraphic image I_1 . The bottom curve corresponds to standard deviation of the instantaneous image after subtraction, I_{NC} (Eq. (6)). The static aberrations have the same amplitude and PSD as in Fig. 2.

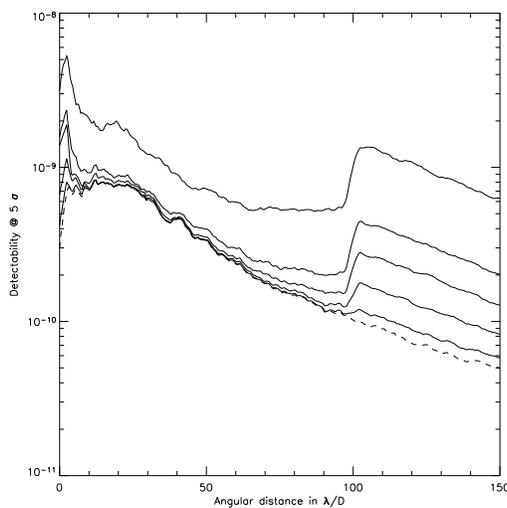


Fig. 4. Detectability at 5σ as a function of the number of realizations N . The different solid lines represent the azimuthal standard deviation of the quantity $\langle I_{NC} \rangle$ and are calculated with 9, 27, 90 and 460 decorrelated speckle patterns (from top to bottom respectively). The theoretical limit is derived from Eq. (7) (dashed line). The static aberrations have the same amplitude and PSD as in Fig. 2.

The other terms containing ϕ average to an azimuthally constant pattern over time when a large number of phase screens are simulated ($N \gtrsim 500$). Therefore, the detectability only depends on the static aberrations upstream (δ_C) and downstream (δ_{NC}) the coronagraph and Eq. (7) gives the fundamental limit

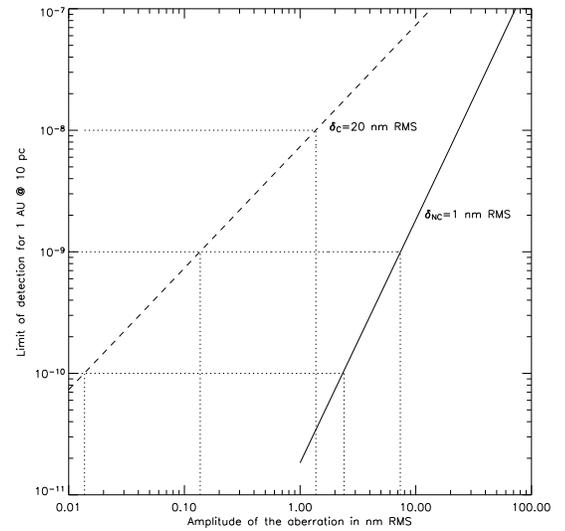


Fig. 5. Detectability at 5σ for an angular separation of $9\lambda/D$ corresponding to 1 AU at 10 pc. The solid line stands for the impact of δ_C when δ_{NC} is set to 1 nm rms and the dashed line represents the impact of δ_{NC} when δ_C is set to 20 nm rms. The PSD of aberrations is identical to Fig. 2.

of contrast with the model we have considered. The detectability varies linearly with δ_{NC} but quadratically with δ_C . In addition, it is clear that a simulation where the static aberrations are omitted leads to a complete averaging of the speckle pattern over time, which is unrealistic.

In the following we will only consider Eq. (7) as the fundamental limitation to assess the influence of δ_C and δ_{NC} .

3.3. Influence of static aberration amplitudes

The influence of the amplitude of the static aberrations is shown in Fig. 5 for a radial distance in the field corresponding to a 1 AU orbit located at 10 pc. The impact of common path and non-common path static aberrations is clearly different. The dependence of the detectability varies quadratically with δ_C and linearly with δ_{NC} as expected from Eq. (7). Therefore, the influence of common static aberrations upstream of the coronagraph is more important.

To reach a contrast of 10^{-10} at $0.1''$ required to detect an Earth-like planet located at 10 pc, the non-common static aberrations downstream of the coronagraph must be controlled to 0.01 nm rms if common aberrations are set to 20 nm rms. Vice versa, one can tolerate non-common aberrations of 1 nm rms if the common aberrations upstream of the coronagraph are lowered to 3 nm rms. Common aberrations are dominant and must be reduced as much as possible.

Figure 6 shows the radial profile of the detectability at 5σ for different amplitudes of δ_{NC} assuming δ_C is set to 20 nm rms (a challenging but realistic value). The linearity is again shown here.

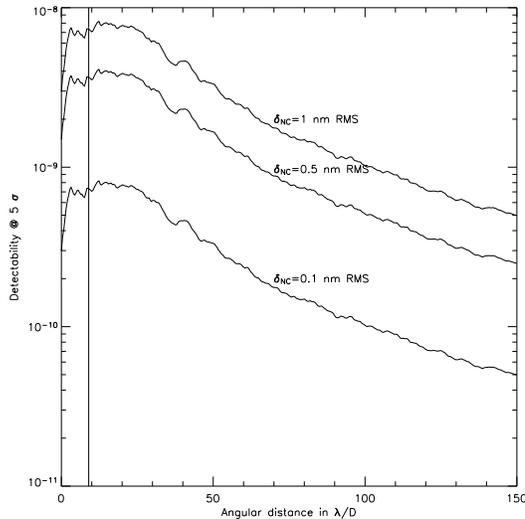


Fig. 6. Profiles of detectability at 5σ with a common path aberration δ_C fixed to 20 nm rms for several values of δ_{NC} . The vertical line shows the position of a 1 AU orbit at 10 pc.

3.4. Influence of static aberration PSDs

Assuming the amplitudes of δ_C and δ_{NC} are set to 20 and 0.1 nm rms respectively, we analyzed the influence of the Power Spectrum Density in Fig. 7. The solid line corresponds to our standard conditions, where the PSD of δ_C and δ_{NC} is flat between 0 and $f_C/4$ and then varies as f^{-2} for $f > f_C/4$. The degradation is not dramatic if the PSD of δ_{NC} varies as f^{-2} at all frequencies (dashed line) which confirms the low sensitivity to this parameter. However, when the PSD of δ_C is not flat at low frequencies (dotted line) the detectability decreases by a factor of 10 at small angular distances ($\sim 3\lambda/D$) and meets the solid line at $30\lambda/D$. Better results are obtainable if the PSD of static aberrations can be made flat at all frequencies (dot-dashed and dot-dot-dot-dashed lines). A significant improvement of the detectability is achievable when for instance the PSD of δ_C is flat even if that of δ_{NC} is quadratic (dot-dashed line).

Again, the analysis of the PSD shows that δ_C is the dominant source of degradation and that the low frequencies must be appropriately controlled to achieve a good starlight reduction.

3.5. Photon noise and influence of the diameter

Another fundamental limitation we have to take into account is the photon noise. It is important to know if the contrast level in Eq. (7) is achievable in a reasonable amount of time. We assumed a 5th magnitude G2V star at 10 pc observed with a 30 m telescope, a spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda = 5$ and an overall transmission of 5%.

Figure 8 (left) gives the limit of detectability for several exposure times from 1 to 1000 h and compares it to the expression of Eq. (7) (solid line). The photon noise is included in the image I_1 and I_2 and therefore the detectability has a radial profile impressed by the distribution of the atmospheric turbulence residual ϕ . As the integration time increases, the detectability

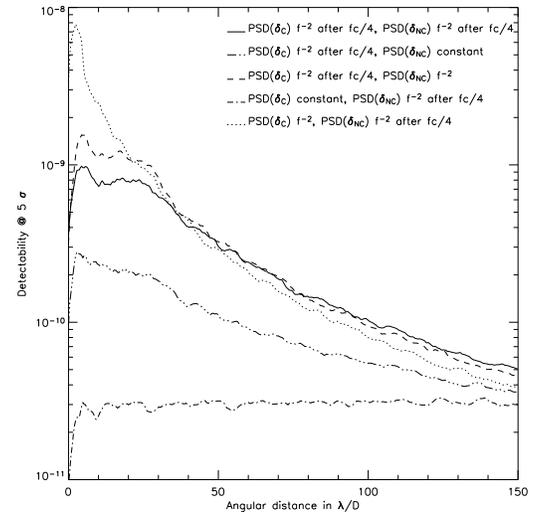


Fig. 7. Radial profile at 5σ for several combinations of PSD. For each case, the amplitude of δ_C and δ_{NC} are set to 20 and 1 nm rms. The solid line stands for the standard condition we have considered in previous sections to evaluate the detectability.

level and its profile converge to the expression given in Eq. (7). A few hundreds of hours are required to achieve a 5σ contrast of 8×10^{-10} at a separation of $0.1''$.

A more favorable case is achieved with a 100 m telescope (Fig. 8 right) assuming static aberrations have the same amplitudes ($\delta_C = 20$ nm rms and $\delta_{NC} = 0.1$ nm rms) and a cut-off frequency of $f_C/4$. The AO system has the same actuator density than for a 30 m telescope so the linear number of actuators is 667. In that situation, the influence of static aberrations is greatly relaxed and a contrast of 2×10^{-10} is achievable in about 100 h at $0.1''$. The PSDs of static aberrations have the same integral for the 30 m and the 100 m telescopes but the cut-off frequency is 3 times larger ($83\lambda/D$ instead of $25\lambda/D$) so that the amplitude of low frequencies is reduced and finally, the limit of detection is improved by a factor of 5.

However, it is more realistic to consider that the static aberrations are located inside the instrument, the size of which does not depend on the telescope diameter. In that case, the cut-off frequency and the integral of the PSD are identical for the 30 m and the 100 m telescopes and the limit of detection is found to be 8×10^{-10} as in Fig. 8 (left). Nevertheless, the integration time to achieve this contrast is about 100 h because the natural contrast of the PSF at $0.1''$ is improved with respect to the 30 m telescope (Fig. 9).

4. Comparison with previous studies

Several analytical studies were carried out in the past to assess the detectability of Earth-like planets with ELTs (Angel 2003; Lardiere et al. 2004; Chelli 2005). As shown in the previous section, the integration time depends on several parameters and in particular on the PSF contrast which quantifies the level of the residual light at a given angular separation on a short exposure. If the speckle noise is neglected and static aberrations are

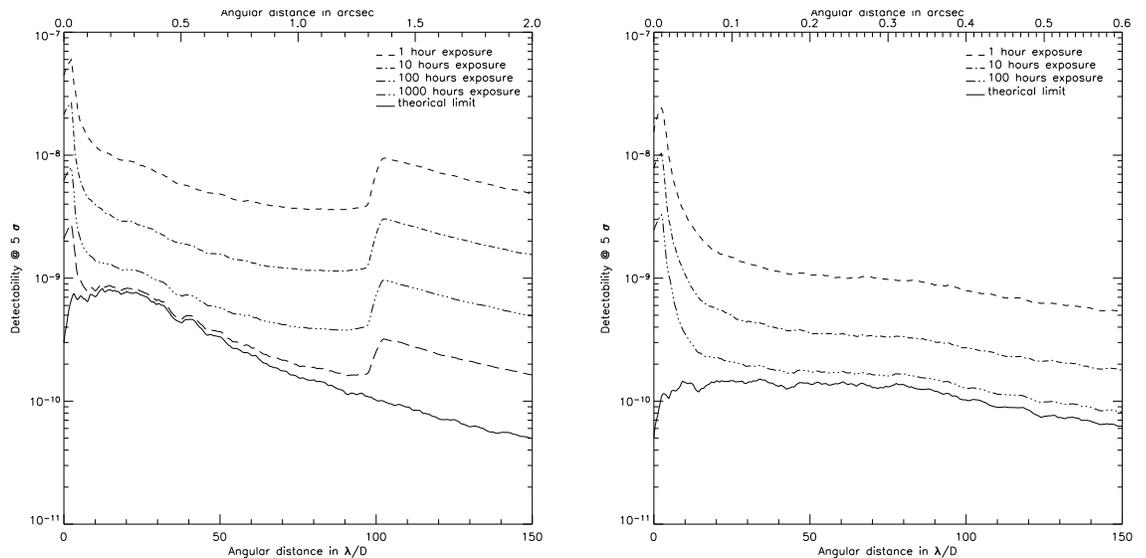


Fig. 8. Radial profile of the detectability at 5σ for a 30 m telescope (*left*) and a 100 m telescope (*right*). The lower curve corresponds to the theoretical limit ($\delta_C = 20$ nm rms and $\delta_{NC} = 0.1$ nm rms) for an infinitely long exposure. Static aberrations scale with the diameter.

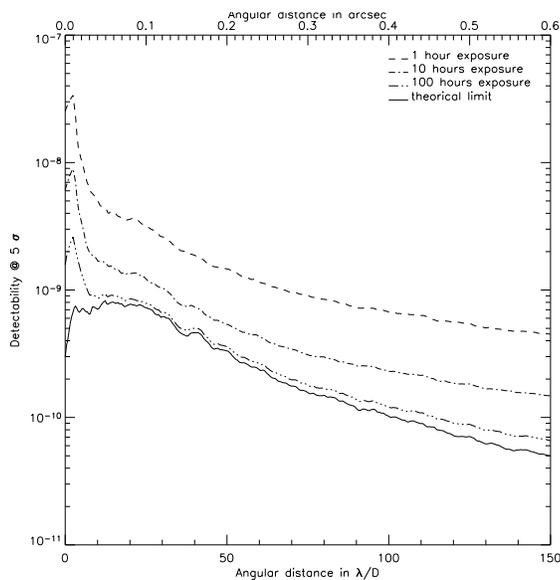


Fig. 9. Radial profile of the detectability at 5σ for a 100 m telescope. Static aberrations are included in the instrument rather than on the telescope and are independent of the diameter. The lower curve corresponds to the theoretical limit ($\delta_C = 20$ nm rms and $\delta_{NC} = 0.1$ nm rms) for an infinitely long exposure.

omitted as in Lardiere et al. (2004), the signal to noise ratio is found to be only limited by the photon noise in the PSF halo. In that condition, the integration time varies linearly with the PSF contrast $C(\theta)$ where θ is the angular separation of interest. The critical parameter $C(\theta)$ is derived from the PSD of the residual phase left uncorrected by the AO system and therefore varies

according to the different authors depending on the amplitude of the errors considered (servo lag, photon noise on the WFS, fitting errors, ...).

In Lardiere et al. (2004), this PSF contrast amounts to 5×10^{-8} for a 100 m telescope which allows the detection of a 10^{-10} contrast in 3.5 h at 5σ assuming a stellar flux of 10^{10} ph/s. Similar performances were obtained by Chelli (2005) (where the speckle noise is treated correctly) and Angel (2003) who both adopted the same value of $C(\theta)$.

In our study, we found significantly longer integration times even with a 100 m telescope for which the static aberrations are set to a very low level (Fig. 8 right). This discrepancy originates from the performance of the AO system since our phase screen simulation yields a PSF contrast at $0.1''$ of 1.5×10^{-6} for a 30 m telescope and 5×10^{-7} for a 100 m which corresponds in the Lardiere et al. model to integration times of 100 h and 35 h respectively. The numerical simulation including photon noise (Sect. 3.5) and a more realistic model of the phase aberrations is even less favorable and predicts an integration time of about 100 h on a 100 m telescope to achieve a contrast of 2×10^{-10} at 5σ .

From this rough comparison, it is clear that other than the problem of static aberrations, the potential of ELTs to detect Earth-like planets mostly resides in the performance of the AO system.

5. Conclusion

In this study, we considered an actual system, taking into account some defects due to the AO residuals ϕ , the common path aberrations δ_C between the AO system and the coronagraph and the non-common path aberrations δ_{NC} downstream

of the coronagraph. From that simple but realistic model we draw important conclusions:

- An actual system has $\phi > \delta_C > \delta_{NC} \neq 0$. Any study where δ_C is neglected leads to unrealistic results where the variance of the residual intensity necessarily converges to 0 for an infinitely long exposure.
- The fundamental limit for an infinitely long exposure is constant and is given by:

$$\sigma_{\theta}(I_{NC}) = \sigma_{\theta} \left(2\mathfrak{J} \left[\left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \right) \cdot \left(\widehat{\Pi} \star \widehat{\delta}_C \star \widehat{\delta}_{NC} \right)^* \right] \right)$$
- This detectability has a quadratic dependence in δ_C and a linear dependence in δ_{NC} but does not depend on the AO performance because ϕ averages to 0 over time.
- Improvement of the detectability can be obtained if the power spectrum density of the static phase aberrations is decreased, especially at low and mid frequencies.
- To achieve a 5σ contrast of 10^{-9} with a 30 m telescope when the common aberrations are 20 nm rms, the calibration must be performed at a level of $\delta_{NC} = 0.1$ nm rms. To achieve a contrast of 10^{-10} this level becomes extremely challenging: 0.01 nm rms.
- An increase of the telescope size does not significantly change the result and the same limitation holds for a 30 m and a 100 m telescope as long as the static aberrations originate from the instrument rather than the primary mirror. However, a larger telescope will result in a smaller integration time.
- Beyond the limitation of static aberrations, the signal to noise ratio depends on the level of the PSF halo. Therefore, the performance of AO systems for ELTs is a critical point which must be addressed thoroughly.
- Contrary to previous studies, it is shown that the feasibility of Earth-like planet detection with ELTs is questionable, for the reasons mentioned herein.

The present study did not take into account telescope pupil segmentation and obscuration, the pointing of the source on the coronagraph, the alignment of the pupil on the Lyot stop and the defects of the coronagraph (for instance chromatism). Background noise and Flat Fielding will be also critical. An actual system must consider all these sources of error to derive realistic performances as was done for the case of MIRI on JWST (Baudoz et al. 2005) and VLT Planet Finder (Beuzit & et al. 2004). Scintillation is another source of error to consider in the case of large ground-based telescopes when dealing with a 10^{-10} level.

The detection (and even more the characterization) of Earth-like planets from the ground with Extremely Large Telescopes will be extremely challenging. A thorough analysis of the system as a whole (telescope + AO system + instrument)

is strongly recommended to tackle the many and probably unknown sources of error.

References

- Andersen, T., Ardeberg, A., & Owner-Petersen, M. 2003, Euro50: Design Study of a 50 m adaptive Optics Telescope, Tech. rep.
- Angel, R. 2003, in Towards Other Earths: DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, ESA SP-539, 221
- Baba, N., & Murakami, N. 2003, PASP, 115, 1363
- Baudoz, P., Rabbia, Y., & Gay, J. 2000, A&AS, 141, 319
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Riaud, P., et al. 2005, PASP, in press
- Beuzit, J.-L., et al. 2004, VLT-PF Concept Feasibility Study, proposal to ESO, Tech. rep.
- Bloemhof, E. E. 2004, ApJ, 610, L69
- Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., & Oppenheimer, B. R. 2001, ApJ, 558, L71
- Boccaletti, A. 2004, in Astronomy with High Contrast Imaging, EAS Pub. Ser., 12, 165
- Boccaletti, A., Riaud, P., & Rouan, D. 2002, PASP, 114, 132
- Chelli, C. 2005, A&A, in press
- Close, L. M., Lenzen, R., Biller, B., Brandner, W., & Hartung, M. 2005, in Science with Adaptive Optics, ESO Astrophysics Symposia, 46
- Conan, R., Fusco, T., & Rousset, G. 2005, in Science with Adaptive Optics, ESO Astrophysics Symposia, 97
- Duparré, A., Ferre-Borrull, J., Gliech, S., et al. 2002, Appl. Opt., 41, 154
- Gilmozzi, R. 2004, in Proc. SPIE, 5489, 1
- Guyon, O. 2004, ApJ, 615, 562
- Johns, M., Angel, J. R., Shectman, S., et al. 2004, in Proc. SPIE, 5489, 441
- Jolissaint, L., & Veran, J. 2002, in Beyond conventional adaptive optics, ESO Conference and Workshop Proceedings, 58, 201
- Kuchner, M. J., & Traub, W. A. 2002, ApJ, 570, 900
- Lardiére, O., Salinari, P., Jolissaint, L., et al. 2004, in Proc. SPIE, 5382, 550
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2005, PASP, accepted [arXiv:astro-ph/0504652]
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., & Walker, G. A. 2003, in Astronomy with High Contrast Imaging, EAS Pub. Ser., 8, 233
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, PASP, 112, 91
- Nelson, J., Bolte, M., Abraham, R., et al. 2005, Thirty Meter Telescope Science-Based Requirements Document (SRD), Tech. rep.
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., & Graham, J. R. 2003, ApJ, 596, 702
- Racine, R., Walker, G. A., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, PASP, 111, 587
- Rigaut, F., Veran, J.-P., & Lai, O. 1998, in Proc. SPIE, 3353, 1038
- Roddiér, F., & Roddiér, C. 1997, PASP, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 112, 1479
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., & Macintosh, B. A. 2002, ApJ, 581, L59

Annexe C

Article PASP 118 p. 765-773,
Baudoz P., Boccaletti A., Riaud P.,
Cavarroc C., Baudrand J., Reess J.-M.
& Rouan D.

PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC, 118: 765–773, 2006 May
 © 2006. The Astronomical Society of the Pacific. All rights reserved. Printed in U.S.A.

Feasibility of the Four-Quadrant Phase Mask in the Mid-Infrared on the *James Webb Space Telescope*

P. BAUDOZ AND A. BOCCALETTI

LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Place Jules Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France; pierre.baudoz@obspm.fr, anthony.boccaletti@obspm.fr

P. RIAUD

Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août, 17, Bâtiment B5c, B-4000 Liège, Belgium; riaud@astro.ulg.ac.be

AND

C. CAVARROC, J. BAUDRAND, J. M. REESS, AND D. ROUAN

LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Place Jules Janssen, F-92195, Meudon Cedex, France;
 celine.cavarroc@obspm.fr, jacques.baudrand@obspm.fr, jean-michel.reess@obspm.fr, daniel.rouan@obspm.fr

Received 2005 April 18; accepted 2006 February 2; published 2006 May 19

ABSTRACT. The *James Webb Space Telescope* (formerly the *Next Generation Space Telescope*) will be capable of unprecedented science, owing to its large diameter, its low background, and its dedicated IR instruments. One of these instruments is a mid-IR facility called MIRI (Mid-IR Instrument), which is being studied through a collaboration of US and European teams. Our group at Observatoire de Meudon has developed a coronagraphic device for the MIRI camera. Taking advantage of the reduced star-planet contrast in this spectral range, the prime goal of this coronagraph is the direct detection of extrasolar planets. Differential imaging in several well-chosen spectral windows is foreseen. In this paper, we evaluate the manufacturing process of the coronagraphic masks and compare the intrinsic performance, as measured in the laboratory, with the scientific requirements.

1. INTRODUCTION

The *James Webb Space Telescope* (*JWST*) is a key mission in the NASA Origins program. It has the potential to address many fundamental questions, from the origin of the universe to the formation of stars and planetary systems. By 2013, the *JWST* will be the largest telescope operating in space, providing a wide and continuous spectral coverage from the visible (0.6 μm) to the mid-IR (28 μm) wavelengths, using its imaging and spectroscopic facilities. With a diameter of 6.57 m, *JWST* will provide an unprecedented sensitivity at all wavelengths. The observatory will be equipped with a payload of four instruments: NIRSPEC, the near-IR spectrograph, NIRCAM, the near-IR camera, MIRI, the Mid-IR Instrument, and FGS, the fine guidance sensor.

Our group at Observatoire de Meudon has proposed implementing a coronagraphic capability in MIRI in order to detect and characterize extrasolar giant planets (EGPs) around nearby stars (Boccaletti et al. 2005). The mid-IR wavelengths appear to be an attractive spectral range for at least two reasons: (1) unlike stars, giant planets emit their maximum flux in this spectral region, so the contrast is more favorable, and (2) the phase aberrations arising from optical defects are less critical at longer wavelengths. One drawback is that the angular resolution is poor, and hence a coronagraph providing a small inner working angle is required.

MIRI is actually being developed through a NASA-led partnership with a European consortium sponsored by the European Space Agency (Wright et al. 2003). MIRI includes a spectrograph and an imager. A French group is responsible for the MIRI camera (Dubreuil et al. 2003), and Observatoire de Meudon/LESIA is responsible for studying, characterizing, and delivering the coronagraphic device (Boccaletti et al. 2005).

In this paper, we briefly review (in § 2) our previous results regarding science requirements and signal-to-noise ratio (S/N) calculations. From the expected performance in terms of science, we derive the main technical requirements of the manufactured masks (§ 3). Section 4 is the core of this paper and presents the experimental results we obtained with a cryogenic coronagraphic test bed to evaluate the intrinsic characteristics of phase masks manufactured using several techniques and various materials. Finally, a conclusion and an extrapolation to an actual observation are given in § 5.

2. THE MIRI CORONAGRAPH

MIRI is made up of two modules, a camera where the coronagraph is installed and an integral field unit spectrograph (Wright et al. 2003). The optical concept of the camera is fully described in Dubreuil et al. (2003), and a description of the coronagraph implementation is given in Boccaletti et al. (2005). The coronagraph masks are located at the *JWST* focal plane

(the entrance of the MIRI camera). The Lyot stops are set in the filter wheel, and each is associated with a single filter and a single coronagraph.

There are actually four coronagraphs inside the MIRI camera: one standard Lyot mask operating at $23\ \mu\text{m}$, optimized for cold objects, such as circumstellar disks, plus three monochromatic four-quadrant phase masks (FQPMs; Rouan et al. 2000) at 10.65, 11.40, and $15.50\ \mu\text{m}$, respectively, optimized for the detection and characterization of EGPs. These filter wavelengths are designed to derive some physical parameters of the EGPs, such as the temperature of the planet and the abundance of ammonia in the atmosphere. This information is essential for comparing evolutionary models (Burrows et al. 1997; Allard et al. 2001) with actual data. To measure the ammonia absorption of the EGPs, the spectral resolution of the filters must be larger than about 20. For such filters, the typical star-planet contrast of EGPs with temperatures between 300 and 500 K varies from 2000 to 12,000 around an M2 V star, and from 8000 to 275,000 around a G2 V (calculated from the theoretical spectra of Allard et al. 2001).

For comparisons with the actual performance measured in the lab and presented in § 4, it is important to review the results we obtained in the past with numerical simulations (Boccaletti et al. 2005). The hypotheses are briefly recalled here. The simulation includes the segmented telescope pupil with gaps (15 mm), the wave-front aberrations (145 nm rms), including the dynamic jitter (7 mas rms), the defocus between *JWST* and MIRI (1–3 mm), the pupil shear with respect to the Lyot stop (1.5%–5% of the telescope diameter), the differential pointing between the target star and the calibrator star (5 mas), the chromaticity of the FQPM for a spectral resolution of $R = 20$, and the radial transmission of the coronagraph.

The results of the simulation are presented here in a different way than in Boccaletti et al. (2005). We have identified three conditions—an optimistic, an average, and a pessimistic case—for several levels of pupil shear and defocus. Table 1 gives the expected attenuations (ratio of the maximum peak intensity with and without the FQPM) and contrasts (ratio of the maximum peak without the FQPM to the FQPM intensity at a given angular separation). The contrast at a separation of $3\lambda/D$ (typically 5 AU at 10 pc) is about a few thousand on the raw coronagraphic image. In that simulation, we considered a calibration of the diffraction residuals either by using a well-chosen reference star or by rolling the observatory at different angles. As already mentioned, the simulation includes a differential pointing error of 5 mas between the target star and the calibrator to take into account subtraction errors. In Figure 1, we plot the S/N against the angular separation for several planet temperatures and for the average case. A 300 K planet could be detected at $3\ \sigma$ at a separation of $1''$ in 1 hr of integration, but the left panel of Figure 1 shows that a $10\ \sigma$ detection is more reliable.

The following sections are devoted to the comparison be-

TABLE 1
ATTENUATIONS AND CONTRASTS OBTAINED WITH SIMULATIONS
OF PUPIL SHEAR AND DEFOCUS

OBSERVATION CONDITIONS	ATTENUATION ON THE PEAK	CONTRAST		
		$1\lambda/D$	$3\lambda/D$	$6\lambda/D$
1.5% shear, +1 mm defocus	420	1392	4338	11940
3% shear, +2 mm defocus	256	901	2912	9345
5% shear, –3 mm defocus	115	386	1399	5016

NOTE.—In all cases, the jitter is 7 mas rms, and the differential pointing is 5 mas.

tween these simulation results, which assume a perfect FQPM, and the performance expected and measured with an actual manufactured FQPM.

3. DERIVED REQUIREMENTS OF MASKS

The simulation results presented in Boccaletti et al. (2005) and recalled in § 2 already take into account the limitations of the observing conditions (pupil shape, pupil shear, and defocus). However, to reach the performance expected from simulations, the manufactured FQPM must be as close to a theoretically perfect FQPM as possible. The simulation includes the chromaticity of the monochromatic FQPM but does not take into account other intrinsic limitations of the FQPM, such as the precision for manufacturing the optimized wavelength or the width of the phase transition. In the following subsections, we evaluate the effect of these defects on the performance of the FQPM.

3.1. Chromaticity

The FQPMs that are chosen for MIRI are monochromatic. The effect of monochromatic FQPMs has already been defined in Riaud et al. (2003). The attenuation of the coronagraph is equal to the total rejection rate (ratio of the total integrated intensity with and without the FQPM) and is defined by $\tau = (48/\pi^2)R^2$. A filter resolution of $R = 20$ has been chosen so that the attenuation that reaches 2000 with a monochromatic FQPM is not a limiting factor, compared to telescope defects (Table 1). As mentioned above, it is also compatible with the measurement of ammonia absorption in the EGP atmosphere.

3.2. Optimized Wavelength Precision

As described in Rouan et al. (2000), a monochromatic FQPM is manufactured by a deposition or engraving of two opposite quadrants on an optical medium. The thickness of the FQPM step directly defines the optimized wavelength λ_0 for which the attenuation is the best. A difference between the optimized wavelength λ_0 and the working wavelength λ reduces the attenuation of the FQPM. The attenuation is equal to the total

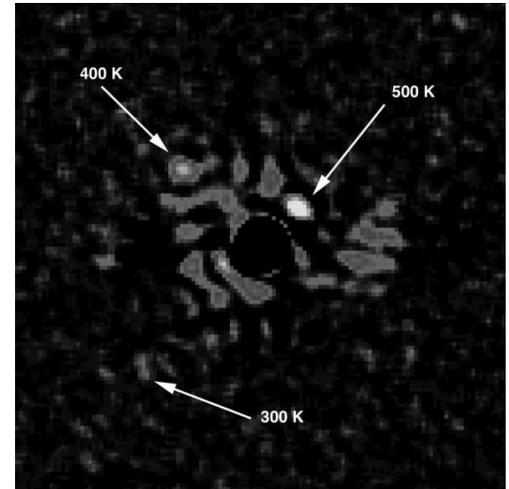
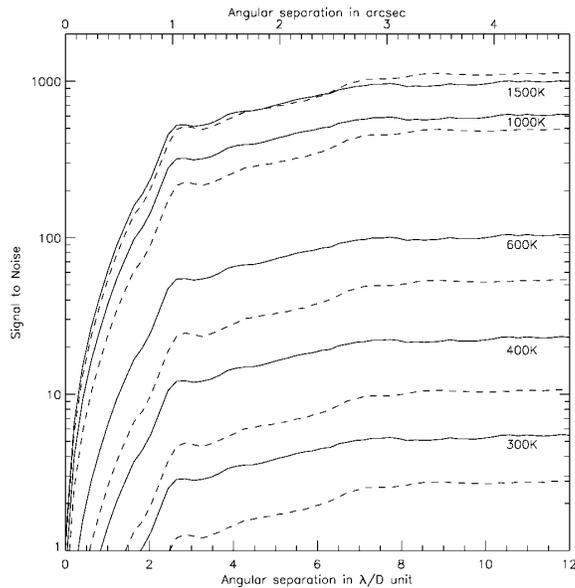


FIG. 1.—*Left*: S/N of EGPs ($\log g = 4.5$) as a function of the radial separation (in λ/D units and arcseconds), assuming the system is located at 10 pc around an M2 V star. Temperatures of the planets range from 300 to 1500 K (radii from $1R_p$ to $1.4R_p$), and the integration time is 1 hr. The solid and dotted lines respectively correspond to the S/N at 11.40 and $10.65 \mu\text{m}$ (ammonia absorption). *Right*: Simulated image of a system with three planets (300, 400, and 500 K) around an M2 V star at 10 pc observed at $11.40 \mu\text{m}$.

rejection rate τ , as defined in Riaud et al. (2003):

$$\tau = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\lambda}{\lambda - \lambda_0} \right)^2. \quad (1)$$

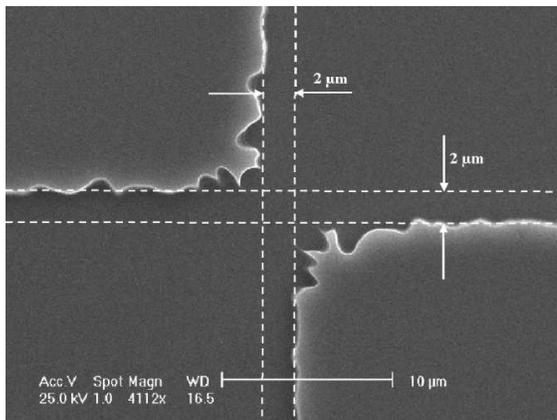


FIG. 2.—Example of an image of one of our Ge FQPMs recorded with an electron microscope.

A precision of less than 2% for the optimized wavelength must be achieved to reach an attenuation larger than 1000. The manufacturing error depends on both the precision of the manufacturing FQPM step thickness and the precision with which the optical index of the FQPM is known at the operating temperature.

3.3. Precision of the FQPM Transition

To reach a complete nulling, the transition between the four quadrants must in principle be infinitely small. Departure from this ideal case decreases the attenuation capability of the real FQPM. To compare the effect of different cosmetic defects, the attenuation is calculated from simulated images. The attenuation varies as a power law of the width defects (power-law index of -2 or -4 , depending on the errors). The most critical effect is the misalignment of the FQPM axis, as shown in Figure 2. For this defect, the attenuation is equal to the total rejection rate τ , and it can be empirically estimated with the formula

$$\tau = 0.3W_d^{-2}, \quad (2)$$

where W_d is the defect width given in $\lambda F/D$.

Assuming that the FQPM shown in Figure 2 ($2 \mu\text{m}$ defects) were placed in a $F/D = 20$ beam, the attenuation would be

768 BAUDOZ ET AL.

TABLE 2
PEAK ATTENUATION AS A FUNCTION
OF TRANSITION DEFECTS AND THE
MANUFACTURING PRECISION

TRANSITION (μm)	MANUFACTURING PRECISION FOR THE OPTIMIZED WAVELENGTH		
	0.1%	1.0%	1.5%
0.1	2000	1300	1000
1.0	1800	1200	900
2.0	1300	1000	800

NOTE.—Calculated for the 10.65 μm MIRI filter
($R = 20$, $F/D = 20$).

limited to 3400 at 10.65 μm (monochromatic case; everything else perfect otherwise). As a comparison, it would only reach 34 for a transition of 20 μm .

In MIRI, the spectral resolution of $R = 20$ increases the theoretical peak attenuation of FQPM to 2000. At this level, the efficiency of the FQPM will also be limited by its intrinsic defects (quadrant thickness error, transition quality). The impact of both defects, combined with chromaticity, are estimated in Table 2. A peak attenuation of 1000 can be expected, with a transition quality similar to that shown in Figure 2 (2 μm) and a precision of 1% on the optimized wavelength.

4. LABORATORY TESTS OF MID-IR FQPMs

Prior to implementing a FQPM on a space telescope, it has to be fully tested and qualified for a space environment. We developed a full facility to test, compare, and finally to choose the most reliable technique for manufacturing the FQPMs. This facility consists of classical optical testing procedures (microscope and mechanical tests), a visible spectrometer that provides an accurate measure of the thickness of the quadrant step, and a cryogenic bench to test the manufactured FQPMs in the thermal IR spectral range and at low temperature.

In order to choose the optimal FQPM for the MIRI camera, several FQPMs were manufactured with different processes, using the most favorable materials in the mid-IR: germanium (Ge), zinc selenide (ZnSe), and chemical vapor deposition diamond (Table 3). In the following sections, we describe the approach we took to qualify the FQPMs for MIRI. We espe-

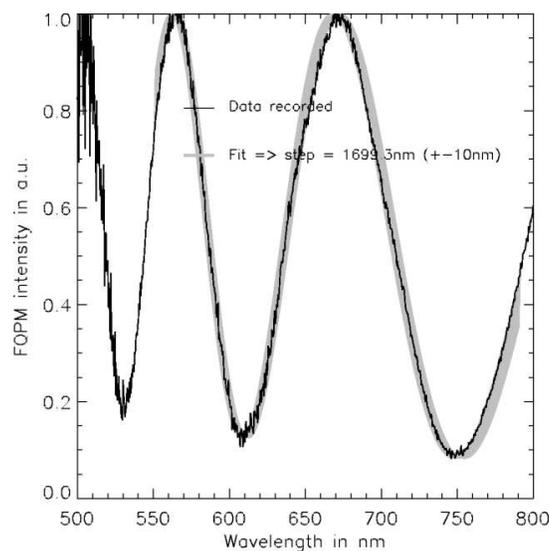


Fig. 3.—Low-resolution spectroscopy of an IR FQPM manufactured by deposition of ZnSe on ZnSe (polycrystalline) and recorded by transmission. Four orders can be identified from $k = 7$ to 11 (11 being noisy). Gray curve: Fit of the theoretical variation of the nulling (the thickness of the curve takes into account the precision of the fit, ± 10 nm). The FQPM step is 1707.6 nm, and the optimized wavelength is 4.80 μm at 12 K.

cially emphasize the tests of the FQPM manufactured with Ge, which was finally chosen for MIRI.

4.1. FQPM Thickness Measurements

A dedicated visible spectroscopic bench is used to measure the thickness of the FQPM step. As described in Riaud et al. (2003), an unresolved beam is focused on the FQPM before being filtered by a Lyot stop in a pupil plane. The beam is then sent to a visible spectrometer that can record spectra between 450 and 850 nm. Both transmissive and reflective measurements of the FQPM are possible. In both cases, the ratio between spectra of the beam centered and not centered on the FQPM shows a series of minima and maxima (Fig. 3) corresponding to destructive and constructive interference. In the

TABLE 3
MATERIALS AND TECHNIQUES FOR SEVERAL FQPMs, RATED BY QUALITY AND TECHNOLOGICAL READINESS

Material	Manufacturing Technique	Surface Quality, Scratch-Dig	Thickness Precision	Transition Quality (μm)	Technology Readiness
ZnSe-poly	Lift-off deposition	Medium	Good	≈ 20	High
ZnSe-mono	Reactive ion etching	Medium	Medium	< 1	Medium
Diamond	Reactive ion etching	Low	Good	< 1	Low
Ge-mono	Reactive ion etching	High	Medium	< 2	High

NOTE.—See § 4.4 for rating details.

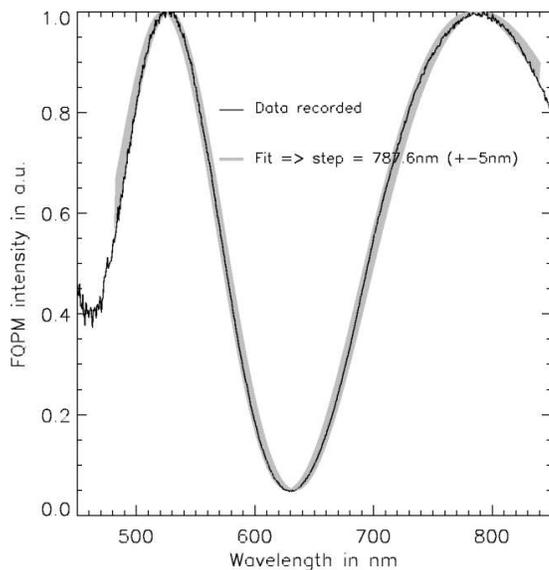


FIG. 4.—Same as Fig. 3, but for a FQPM manufactured in Ge and recorded by reflection. Four orders can be identified from $k = 4$ to 7 (7 being noisy). The thickness of the FQPM step is estimated to be 787.6 ± 5 nm, corresponding to an optimized wavelength of $4.71 \mu\text{m}$ at 12 K.

transmissive case, the extrema follow the equation

$$\frac{2\pi[n(\lambda, T) - 1]e}{\lambda} = k\pi. \quad (3)$$

The thickness of the FQPM step e introduces the π dephasing. The optical index of the material $n(\lambda, T)$ depends on the wavelength λ and temperature T . The order of the extrema k is odd for minima, and even for maxima.

Measurements by transmission in the visible are not possible for Ge but were used for all other materials. Figure 3 shows a low-resolution spectrum of a mask built by lift-off deposition techniques on polycrystalline ZnSe. Orders from $k = 7$ to 11 can be identified on the curve (for 750, 670, 610, 565, and 530 nm, respectively). Fitting the theoretical variation of the nulling versus the wavelength enables us to define the thickness of the dephasing quadrants. The fitting takes into account the variation of the theoretical nulling with classical optical aberrations and defects (defocus, chromatism, and centering error) and is calculated using an estimated index value for the deposited ZnSe materials between 550 and 840 nm (Fig. 3). The thickness of the step for this FQPM is 1707.6 ± 10 nm, which corresponds to an optimized wavelength (λ corresponding to $k = 1$ in eq. [1]) of $4.80 \mu\text{m}$ at 12 K.

To avoid the uncertainty in the optical index of the material, we performed a spectral analysis of the light reflected by the

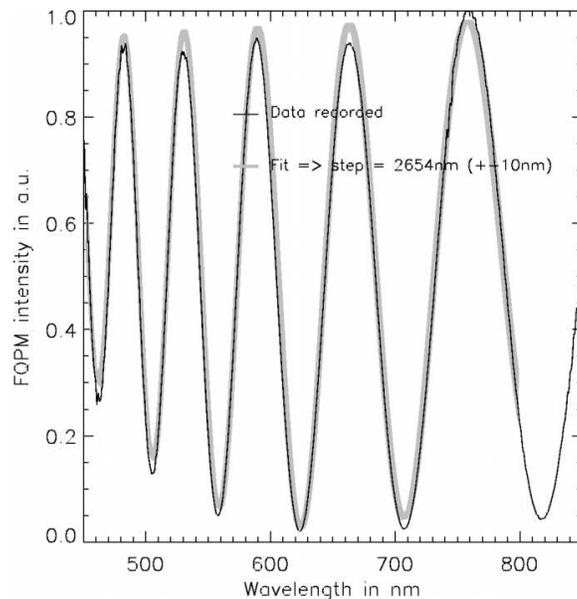


FIG. 5.—Same as Fig. 4, but with an optimized wavelength corresponding to one of the MIRI filters. Orders from 13 to 23 can be identified. The thickness is estimated to be 2654 nm, corresponding to an optimized wavelength of $15.55 \mu\text{m}$ at 12 K.

FQPM. Similarly, as with the transmission case, the ratio between spectra centered and not centered on the FQPM shows a series of minima and maxima (Fig. 4) corresponding to an increasing nulling order following an equation that is independent of the optical index:

$$\frac{2\pi 2e}{\lambda} = k\pi, \quad (4)$$

where e is the thickness of the FQPM step and k is the order of the extrema (k is odd for minima and even for maxima).

Figure 4 shows a low-resolution spectrum of a mask built by reactive ion etching on Ge. We can identify the orders $k = 4, 5, 6$, and a very noisy $k = 7$ (for 790, 630, 530, and 465 nm, respectively). To calculate the thickness of the FQPM step, we compare the data to a fit of the theoretical nulling with classical aberrations. The thickness of the FQPM step is found to be 787.6 ± 5 nm, corresponding to an optimized wavelength of $4.71 \mu\text{m}$ at 12 K.

The two examples shown above were related to a FQPM manufactured to be tested at $4.8 \mu\text{m}$ and at low temperature on our IR bench test (see § 4.3). The MIRI FQPMs will operate at longer wavelengths (10.65, 11.4, and $15.5 \mu\text{m}$). The spectra obtained for these cases show more extrema, because the thickness of the FQPM step is larger (Fig. 5).

TABLE 4
TOTAL REJECTION RATE τ AND ATTENUATION FOR SIMULATED AND RECORDED DATA

SOURCE	TOTAL REJECTION τ	PEAK ATTENUATION	CONTRAST		
			$1/N/D$	$3N/D$	$6N/D$
Recorded data	136	379	1120	5.1×10^4	3.3×10^5
Simulation	149	433	1210	5.6×10^4	4.0×10^5

Measurements of the step thickness were done for the different FQPMs (ZnSe, Ge, and diamond), and the precision with respect to the specified thickness value was found to be better than 1% for the different manufacturers. The chemical vapor deposition (CVD) diamond and the polycrystalline ZnSe give the best reproducibility (better than 0.5%). The measurement of both the transmissive and reflective spectra for all the materials but Ge is a new, indirect way to measure the optical index.

4.2. Quality of the FQPM Transition

The lift-off techniques are well suited for FQPMs operating at visible wavelengths (Riaud et al. 2003) but were found to be inappropriate for MIRI. Transitions as large as 20 μm were measured for the FQPMs manufactured with the lift-off deposition techniques. For the other techniques, the transition width proved to be between a few microns and a few tenths of a micron in some cases. An example of typical defects of etched FQPMs is shown in Figure 2. As described in § 3.3, such a transition implies an attenuation of 3400 at 10.65 μm , which is thus fully compatible with the expected attenuation of MIRI.

4.3. FQPM Performance in the Mid-IR

4.3.1. Description of the IR Bench

We developed an IR cryogenic test bench (Fig. 6) to verify that the FQPM was working as expected in theory in the mid-IR and at a temperature close to the nominal MIRI temperature (9–15 K). This facility was developed at Observatoire de Meudon and consists of a roughly 1.5 m long bench located in a clean-room.

The bench source is a tungsten lamp that feeds a multimode fiber transmitting wavelengths up to 5 μm . A pinhole (a $30 \times 30 \mu\text{m}$ square) is added in front of the fiber output to keep the source sufficiently small compared to the angular resolution ($\approx \lambda/5D$). A full optical train of ZnSe lenses carries the beam from this unresolved pinhole to the detector, going through the FQPM, which is mounted in a dewar that has been cooled down to 12 K using a cryocooler. A Lyot stop corresponding to 83.3% of the entrance pupil diameter plays the role of the cold stop in the detector cryostat, which is cooled down to 77 K.

The IR detector covers the 1 to 5 μm spectral range. In order to test the FQPM at different wavelengths, we inserted a tunable bandpass filter between the tungsten lamp and the input of the optical fiber. In fact, the central wavelength λ of this filter varies

from 4.84 to 4.66 μm when tilting the filter from 0° to 45°, following the equation

$$\lambda = 4.84 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{2.84}\right)^2}, \quad (5)$$

where θ is the angle of the tilt. The width of this filter is 0.5 μm , and thus the spectral resolution is $R = 9.5$. Another filter is placed inside the detector cryostat to increase the blocking capability of the filter to 10^4 at short wavelengths (below 4 μm).

4.3.2. Laboratory Results

The exposure time is limited to 30 ms by the thermal background. Subtraction of a background image is thus mandatory, and the calibration is performed with the source occulted. Since most of the FQPMs were uncoated, they were tilted by about 20° to move the ghosts to a distance where they could be numerically subtracted from the images (Fig. 7).

In Figure 7, the rings of the diffraction pattern clearly appear on the image that is not centered on the FQPM (*left*), but these rings do not appear on the FQPM-centered image (*right*), for two reasons. First, the FQPM decreases the intensity of the brightest pixel by a factor 400 so that the FQPM residual peak is hardly above the background noise (detected at only 10σ in a single exposure of 25 ms). Second, the effect of the resolved source increases the size of the residual image core and blurs the rings.

For the images shown in Figure 7, the total rejection rate τ was measured by integrating the intensity up to $20N/D$, both with and without a FQPM (excluding the ghost images). This is reported in Table 4, as are the measured attenuation and contrasts, which can be compared to the values expected for MIRI (Table 1).

4.3.3. Index of the Materials at Low Temperature and in the Thermal IR

As a by-product of the cryogenic nulling tests, we determined the optical index of materials at low temperature, which is not well known. Using the tunable IR filter, we measured the attenuation on the peak for the FQPM at different wavelengths. The FQPM performs at its best when the IR filter is centered on its optimized wavelength (i.e., the wavelength that solves eq. [3] for $k = 1$ and for the temperature of the mea-

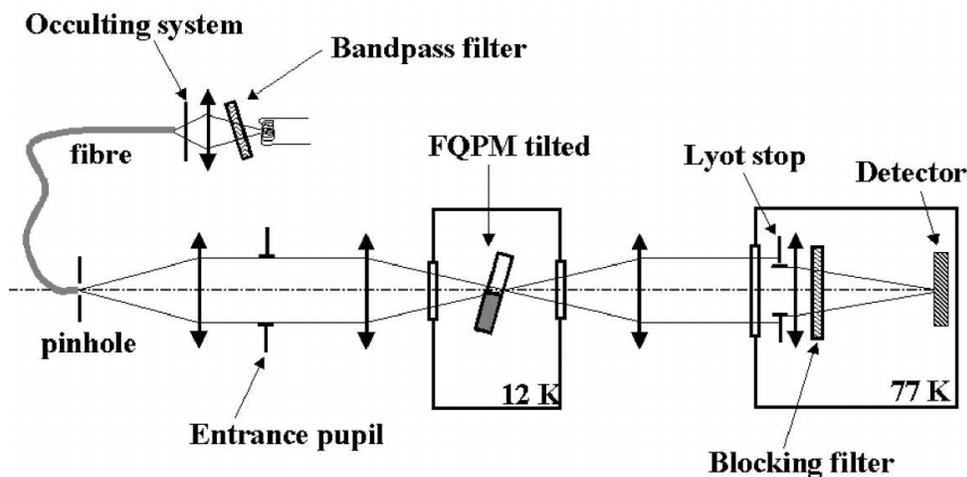


FIG. 6.—Optical layout of the mid-IR bench, which can test the FQPM at low temperature.

surements). In Figure 8, a theoretical attenuation is fitted to the data to estimate the optimized wavelength of the FQPM for this temperature. For this case (i.e., a temperature of 54.5 K and a FQPM manufactured with Ge), the optimized wavelength of the FQPM is $4.735 \mu\text{m}$. Using the thickness measured at a visible wavelength and this optimized wavelength found with the IR bench, we can determine the optical index for the tem-

perature at which the IR measurements were taken. The variation of the effective FQPM thickness when tilted is taken into account in the calculation of the optical index. We compared our measurements for different temperatures to the theoretical variation of the optical index of the Ge (Fig. 9).

The IR optical index for Ge is well known at temperatures higher than 150 K, using a Sellmeier equation that depends

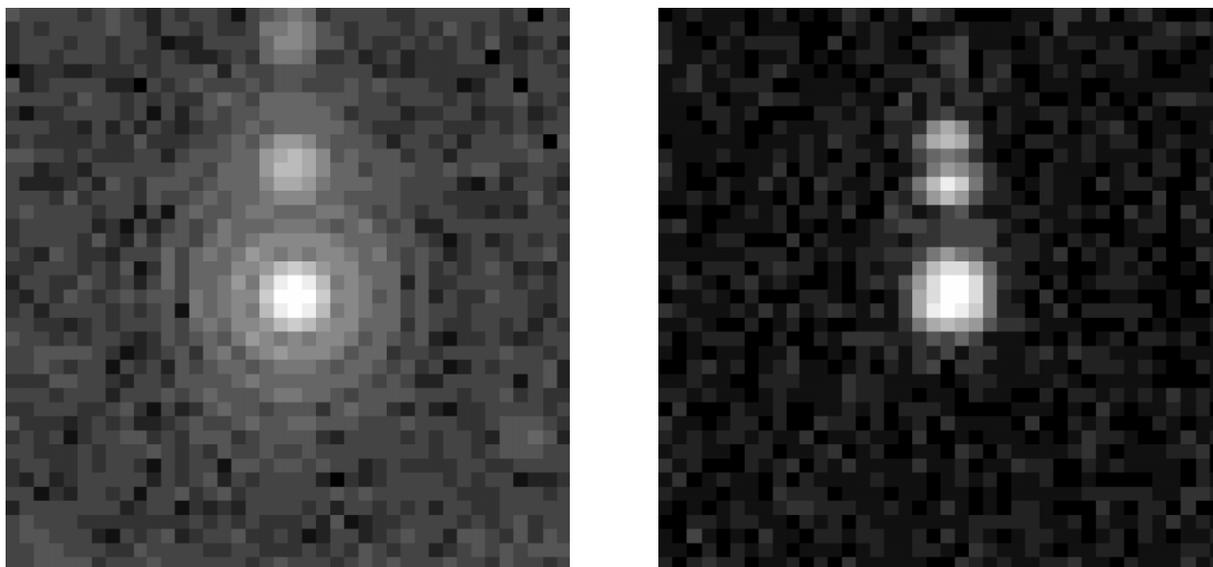


FIG. 7.—*Left*: Source not centered on the FQPM. *Right*: Source centered on the FQPM. Both images were recorded at $4.786 \mu\text{m}$ with a bandwidth of $0.5 \mu\text{m}$ and with a FQPM cooled down to 12.5 K and tilted by 21.2° . The right image is about 400 times fainter than the left one. Both images are logarithmically scaled.

772 BAUDOZ ET AL.

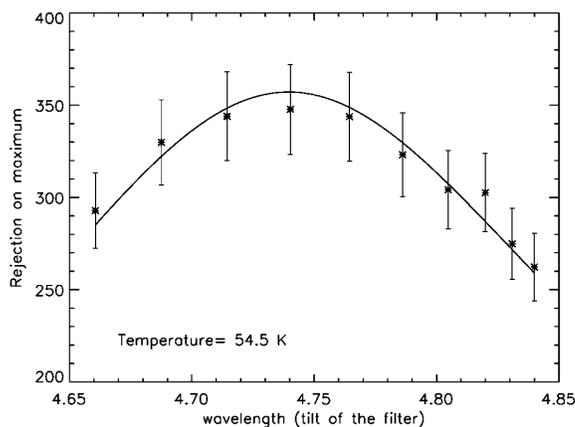


FIG. 8.—Measurements of peak attenuation vs. wavelength for a FQPM made of Ge at a temperature of 54.5 K. The curve is a fitted theoretical attenuation, giving an optimized wavelength equal to 4.735 μm .

linearly on temperature (Barnes & Piltch 1978). However, measurements at 10.6 μm down to 20 K (Hoffman & Wolfe 1991) showed that the variation at low temperature is no longer linear. Hoffman & Wolfe (1991) defined a fourth-order polynomial function to fit the temperature variation of their measurements (only done at 10.6 μm). We assumed that the optical index of the Ge shows the same temperature variation at 4.8 μm as it does at 10.6 μm (fourth-order polynomial function) but is shifted vertically so that the index at room temperature matches the index calculated with the Sellmeier equation. The behavior of the optical index of the Ge at low temperature agrees with such a function (Fig. 9). Thus, we can rely on this optical index function to define the exact thickness of the FQPM step that will operate between 9 and 15 K in MIRI.

4.3.4. Comparison with Expected Performance

We calculated the mean radial profiles of both images shown in Figure 7 (numerically suppressing the ghosts) and report them in Figure 10 (*solid lines*). The increase in the size of the FQPM diffraction profile comes from the fact that the size of the source is resolved. The raw attenuation reached on the peak is 379, while a contrast of 5×10^4 is reached at $3\lambda/D$ (Table 4).

In order to compare the IR cryogenic nulling obtained on the bench with the expected performance, we developed a numerical code that takes into account the different limitations of the bench. The parameters for the simulations are (1) the size of the source (30 μm wide square), (2) the different wavelengths, which are simulated by adding monochromatic images over the 4.5–5.2 μm range and using the transmission of the different bench elements (quantum efficiency, IR filter transmission, antireflective coatings, etc.), and (3) the sampling on the detector (2.55 pixels per element of resolution λ/D at 4.85 μm).

There is excellent agreement between recorded and simu-

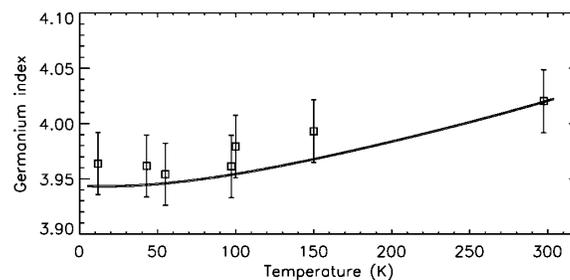


FIG. 9.—Optical index for Ge as recorded with our experiment, compared to the fourth-order polynomial function given in Hoffman & Wolfe (1991) but rescaled for our working wavelength.

lated data (Fig. 10) at any angular distance. This confirms that the FQPM operates as simulated and behaves as expected at low temperature and in the thermal IR range. The peak attenuation, the contrast at a few angular distances, and the total rejection rate are also calculated with the simulation tool, and all agree with recorded data within 10% (Table 4).

4.4. Assessment of the Masks

Using all the tests done on the four different FQPM materials and techniques, we rated the masks depending on the precision of the manufactured thickness, the quality of the surface, and transition and technology readiness (Table 3). Polycrystalline ZnSe was discarded because of the poor quality of the transition. Both the monocrystalline ZnSe and the CVD diamond were discarded, mostly because of a poor knowledge of the manufacturing techniques and material properties compared to

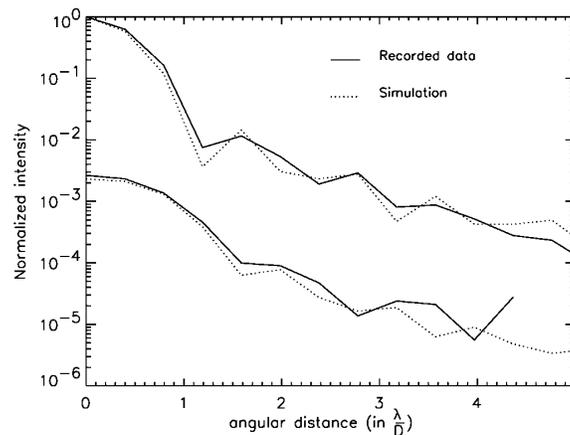


FIG. 10.—Radial profiles of the results with a FQPM (*lower curves*) and without a FQPM (*upper curves*). Dotted lines show the radial profiles calculated using the numerical code to simulate the actual bench, and the solid lines show the laboratory results.

the project deadlines. However, diamond is a very promising material for future experiments. Ge was ultimately selected, since it fulfills the requirements and is a well-known material that is already being used in space environments.

5. CONCLUSION

We have demonstrated that the behavior of the four-quadrant phase mask in the mid-IR and at a very low temperature (12 K) corresponds to the expected performance. The laboratory equipment we developed to compare several manufacturing processes for the MIRI FQPM enabled us to measure the optical index of our FQPM substrates at temperatures lower than 20 K, where only one measurement was available. The effective results of the FQPM in terms of contrast and attenuation (Table 4) are much better than what is specified for MIRI (Table 1), although the experimental results were ob-

tained with a spectral resolution ($R = 9.5$) that limits the performance of the monochromatic FQPM to 433. In MIRI, the spectral resolution of $R = 20$ limits the theoretical peak attenuation of monochromatic FQPMs to 2000. However, as shown in Table 2, manufacturing defects can quickly decrease the attenuation. With a transition width of $1 \mu\text{m}$ and a precision of 0.5% on the optimized wavelength, the attenuation of a monochromatic FQPM will be limited to 1500. Aberrations and alignment errors in the telescope itself will add to these intrinsic limitations of the FQPM performance. In fact, the limitations from the *James Webb Space Telescope* (defocus, pupil shearing, jitter, aberrations, and pupil geometry) largely dominate the intrinsic defects of the manufactured FQPM. Thus, we can hope to reach the sensitivity estimated with simulations that take into account the limitations of the *JWST*. In that case, an extrasolar giant planet orbiting at 10 AU around its parent star should be detectable down to 400 K in 1 hr.

REFERENCES

- Allard, F., et al. 2001, *ApJ*, 556, 357
 Barnes, N. P., & Piltch, M. S. 1978, *J. Opt. Soc. Am.*, 69, 178
 Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., & Rouan, D. 2005, *Adv. Space Res.*, 36, 1099
 Burrows, A., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
 Dubreuil, D., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4850, 564
 Hoffman, J. M., & Wolfe, W. L. 1991, *Appl. Opt.*, 30, 4014
 Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003, *PASP*, 115, 712
 Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
 Wright, G., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4850, 493

Annexe D

Article A & A 474 p. 671-678,
Martinez P., Boccaletti A., Kasper M.,
Baudoz P. & Cavarroc C.

A&A 474, 671–678 (2007)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20077708
 © ESO 2007

**Astronomy
&
Astrophysics**

Optimization of apodized pupil Lyot coronagraph for ELTs

P. Martinez¹, A. Boccaletti¹, M. Kasper², P. Baudoz¹, and C. Cavarroc¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris Meudon, 5 pl. J. Janssen, 92195 Meudon, France
 e-mail: patrice.martinez@obspm.fr

² European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching, Germany

Received 24 April 2007 / Accepted 14 July 2007

ABSTRACT

Aims. We study the optimization of the Apodized Pupil Lyot Coronagraph (APLC) in the context of exoplanet imaging with ground-based telescopes. The APLC combines an apodization in the pupil plane with a small Lyot mask in the focal plane of the instrument. It has been intensively studied in the literature from a theoretical point of view, and prototypes are currently being manufactured for several projects. This analysis is focused on the case of Extremely Large Telescopes (ELTs), but is also relevant for other telescope designs.

Methods. We define a criterion to optimize the APLC with respect to telescope characteristics such as central obscuration, pupil shape, low-order segment aberrations and reflectivity as functions of the APLC apodizer function and mask diameter. Specifically, the method was applied to two possible designs of the future European-ELT (E-ELT).

Results. Optimum configurations of the APLC were derived for different telescope characteristics. We show that the optimum configuration is a stronger function of central obscuration size than of other telescope parameters. We also show that APLC performance is quite insensitive to the central obscuration ratio when the APLC is operated in its optimum configuration, and demonstrate that APLC optimization based on throughput alone is not appropriate.

Key words. techniques: high angular resolution – instrumentation: high angular resolution – telescopes

1. Introduction

Over the past ten years many diffraction suppression systems have been developed for direct detection of extrasolar planets. At the same time, promising ground-based projects were proposed and are currently under development like SPHERE at the VLT (Beuzit et al. 2006a) and GPI (Macintosh et al. 2006). Larger telescopes are desirable to improve performance of exoplanet searches towards lower masses and closer angular distances, ideally down to Earth-like planets. Several concepts of Extremely Large Telescopes (ELTs) are currently being studied worldwide: European-ELT (E-ELT, Dierickx et al. 2004), Thirty Meter Telescope (TMT, Nelson & Sanders 2006), Giant Magellan Telescope (GMT, Johns et al. 2004).

The characteristics of these telescope designs may have an impact on their high contrast imaging capabilities. Parameters such as central obscuration, primary mirror segmentation, and large spider arms, can impose strong limitations for many coronagraphs. It is therefore essential to identify and evaluate a coronagraph concept which is well-suited to ELTs.

The Apodized Pupil Lyot Coronagraph (APLC) is one of the most promising concepts for ELTs. Its sensitivity to central obscuration is less critical than, e.g., for phase masks (Rouan et al. 2000; Mawet et al. 2005) but the APLC still allows for a small inner working angle (IWA) and high throughput if properly optimized. Other amplitude concepts (e.g. Kuchner & Traub 2002) are also usable with centrally obscured aperture but suffer from low throughput especially if the IWA is small. The potential of the APLC has been demonstrated for arbitrary apertures (Aime et al. 2002; Soummer et al. 2003) and specific solutions for obscured apertures have been proposed (Soummer 2005).

In this paper, we analyze the optimization of the APLC and evaluate its sensitivity with respect to the main parameters mentioned above. In Sect. 2 we briefly revise the APLC formalism and define a criterion for optimizing the coronagraph parameters. The impact of several telescope parameters on the optimal configuration is evaluated in Sect. 3. Section 4 shows an application of the APLC optimization to two potential ELT designs. We then derive conclusions.

2. Apodization for centrally obscured pupils

2.1. Formalism

In this section, we briefly revise the formalism of the APLC. The APLC is a combination of a classical Lyot coronagraph (hard-edged occulting focal plane mask, hereafter FPM) with an apodization in the entrance aperture.

In the following, for the sake of clarity, we omit the spatial coordinates r and ρ (for the pupil plane and focal plane respectively). The function that describes the mask is noted M (equal to 1 inside the coronagraphic mask and to 0 outside). With the mask absorption ε ($\varepsilon = 1$ for an opaque mask), the FPM is then equal to:

$$1 - \varepsilon M \quad (1)$$

P is the telescope aperture, and ϕ the profile of the apodizer. Π describes the pupil stop function, which is considered – in the initial approximation – to be equal to the telescope aperture ($\Pi = P$). The coronagraphic process, corresponding to propagation from the telescope entrance aperture to the detector plane, is expressed in Eqs. (2) to (6). Planes A, B, C and D correspond to the telescope aperture, the coronagraphic focal plane,

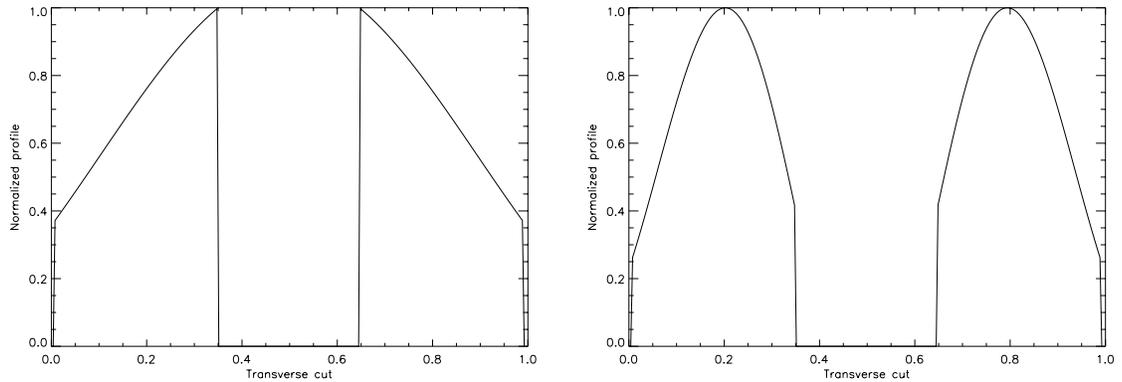


Fig. 1. Typical apodizer shape for the bell regime (*left*) and the bagel regime (*right*). Central obscuration is 30%.

the pupil stop plane and the detector plane respectively as defined in Fig. 2. The Fourier transform of a function f is noted \hat{f} . The symbol \otimes denotes the convolution product. The entrance pupil is apodized in the pupil plane:

$$\psi_A = P\phi. \quad (2)$$

The complex amplitude of the star is spatially filtered (low frequencies) by the FPM:

$$\psi_B = \hat{\psi}_A \times [1 - \varepsilon M]. \quad (3)$$

The exit pupil image is spatially filtered (high frequencies) by the stop:

$$\psi_C = \hat{\psi}_B \times \Pi \quad (4)$$

$$\psi_C = [\psi_A - \varepsilon\psi_A \otimes \hat{M}] \times \Pi. \quad (5)$$

The coronagraphic amplitude on the detector plane becomes:

$$\psi_D = \hat{\psi}_C = [\hat{\psi}_A - \varepsilon\hat{\psi}_A M] \otimes \hat{\Pi}. \quad (6)$$

The coronagraphic process can be understood as a destructive interference between two waves (Eq. (5)): the entrance pupil wave $P\phi$, noted ψ_A and the diffracted wave by the mask (corresponding to $\varepsilon\psi_A \otimes \hat{M}$). In the non-apodized case ($\phi = 1$), the two wavefronts do not match each other, and the subtraction does not lead to an optimal starlight cancellation in the Lyot stop pupil plane. A perfect solution is obtained if the two wavefronts are identical (i.e., the diffracted wave by the mask (M) is equal to the pupil wave in amplitude). This latter case is obtained with the Apodized Pupil Phase Mask Coronagraph (Roddier & Roddier 1997; Aime et al. 2002; Soummer et al. 2003). For the APLC, the coronagraphic amplitude is minimized and proportional to the apodizer function.

Considering a pupil geometry, the apodization function is related to the size of the FPM. More precisely, the shape of the apodizer depends on the ratio between the extent of \hat{M} and the central obscuration size (Soummer 2005; Soummer et al. 2007). If the extent of \hat{M} is bigger than the central obscuration, the apodizer takes a “bell” shape (typically it maximizes the transmission near the central obscuration of the pupil (Fig. 1, left). On the contrary, if the extent of \hat{M} is smaller than the central obscuration, the apodizer takes a “bagel” shape reducing transmission in the inner and outer part of the pupil (Fig. 1, right). Thus, the apodizer shape depends on both the FPM size and the central obscuration size.

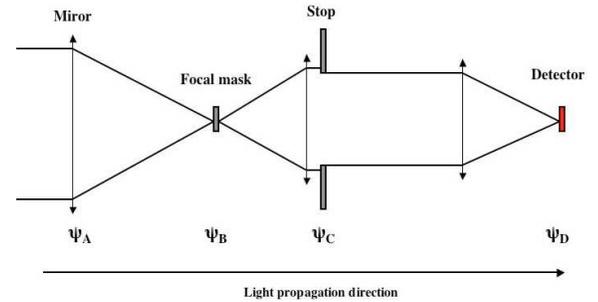


Fig. 2. Diagram of a coronagraph showing the pupil plane containing the apodizer (ψ_A), the focal plane with the FPM (ψ_B), the pupil image spatially filtered by the stop (ψ_C) and the detector plane (ψ_D).

Throughputs (apodizer transmission/pupil transmission) as a function of the FPM size is given in Fig. 3 for different obscuration sizes (15 to 35%). These curves show a second maximum corresponding to the transition between the two apodizer regimes which depends on the central obscuration size. Since apodizer throughput does not evolve linearly with FPM diameter, it is not trivial to determine the optimal FPM/apodizer combination. Moreover, throughput might not be the only relevant parameter when optimizing a coronagraph.

A thorough signal-to-noise ratio analysis is definitely the right way to define the optimal FPM/apodizer system, but this would be too instrument-specific for the scope of this study. Here, we investigate a general case for any telescope geometry and derive the corresponding optimal FPM size.

2.2. APLC optimization criteria

Usually, in Lyot coronagraphy, the larger the FPM diameter the larger the contrast. However, in the particular case of the apodized Lyot coronagraph the transmission of an off-axis point-like object is not linear (Fig. 3) and a trade-off has to be made between contrast and throughput. This problem has been studied by Boccaletti (2004) who evaluated optimal Lyot stops for any telescope pupil geometry and for any type of coronagraph. Based on this study, we propose a criterion adapted to the APLC to optimize the apodizer/FPM combination. This criterion maximizes the coronagraphic performance while minimizing the loss of flux of the off-axis object. While not replacing a thorough signal-to-noise ratio evaluation, our criterion takes into account

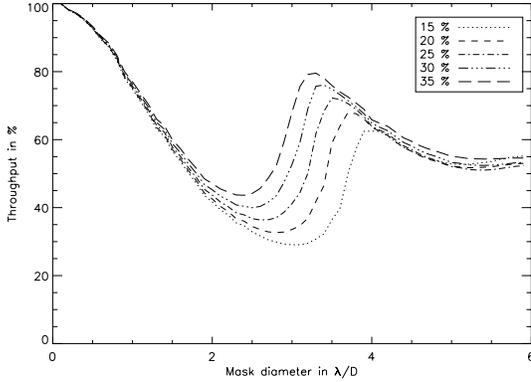


Fig. 3. Apodizer throughput (relative to full transmission of the telescope pupil) as a function of FPM diameter for different obscuration sizes.

the modification of the off-axis PSF (in intensity and in shape) when changing the coronagraph parameters.

Several metrics can be used to quantify the capability of a coronagraph (e.g. Boccaletti 2004). Here, we use the contrast (\mathcal{C}) averaged over a range of angular radii:

$$\mathcal{C} = \frac{\max(|\psi_D(\rho, \alpha)_{\varepsilon=0}|^2)}{\left(\int_0^{2\pi} \int_{\rho_i}^{\rho_f} |\psi_D(\rho, \alpha)|^2 \rho \, d\rho \, d\alpha\right) / \pi(\rho_f^2 - \rho_i^2)} \quad (7)$$

where \mathcal{C} is expressed in polar coordinates ρ and α . We denote by ρ_i and ρ_f the short radii and the large radii, respectively, defining the area of calculation for \mathcal{C} .

The attenuation of the off-axis object is given by the ratio of maximum image intensity with the apodizer only to that without the coronagraph, i.e., without the apodizer and the FPM. This quantity differs from the throughput, since it also takes into account the modification of the PSF structure when changing the apodizer profile:

$$\max\left(\frac{|\psi_D(\rho, \alpha)_{\varepsilon=0}|^2}{|\hat{P}(\rho, \alpha)|^2}\right). \quad (8)$$

Now, let us define the criterion $C_{\mathcal{C}}$ as the product of \mathcal{C} and Eq. (8).

$$C_{\mathcal{C}} = \mathcal{C} \times \max\left(\frac{|\psi_D(\rho, \alpha)_{\varepsilon=0}|^2}{|\hat{P}(\rho, \alpha)|^2}\right). \quad (9)$$

The first term of $C_{\mathcal{C}}$ (Eq. (7)), which characterizes the performances of the coronagraphic system) is then adapted to the region of interest in the coronagraphic image and can be well matched to the instrument parameters.

The second term (Eq. (8)) takes into account the modification of the PSF structure when changing the apodizer profile and guarantees a reasonably moderate attenuation of the off-axis PSF maximum intensity (i.e., guarantees that when the coronagraph rejects the star it does not reject the planet as well).

Although our criterion cannot replace a thorough signal-to-noise ratio analysis (no instrumental model, no noise terms), it presents a reasonable approach by assuming the residual light leaking through the coronagraph as noise. Our criterion allows us to investigate the trade-off between performance and throughput while keeping the study general and independent of a specific instrument setup.

Moreover, the validity of this criterion is supported by the pupil stop optimization study of Boccaletti (2004) who faced a problem similar to ours, and also by the results presented and discussed in this paper.

3. Sensitivity analysis

3.1. Assumptions

Based on the previously defined criterion, we now analyze the behavior of several telescope parameters as a function of the size of the FPM (and hence APLC characteristics) with the main objective of exploring possibilities of how to optimize the APLC configuration for a given ELT design. One advantage of $C_{\mathcal{C}}$ is that the area of optimization in the focal plane can be well matched to the instrumental parameters. For this reason, we have limited the search area and investigated $C_{\mathcal{C}}$ only between $\rho_i = 3\lambda/D$ at small radii and $\rho_f = 100\lambda/D$ at large radii. These limits correspond to the IWA (distance at which an off-axis object reaches a significant transmission) and to the high-order Adaptive Optics (AO) cut-off frequency, respectively. At radii larger than the AO cut-off frequency, the coronagraph will only have a minor effect since atmospheric turbulence is not corrected and atmospheric speckles dominate.

For the simulations presented in the next sections, we assume a circular pupil with 30% central obscuration. The central obscuration ratio is left as a free parameter only in Sect. 3.2.1 where we evaluate its impact. The pupil stop is assumed identical to the entrance pupil including spider arms (Sivaramakrishnan & Lloyd 2005). Section 3.2.2, where the impact of the spider arms' size is analyzed, assumes 42-m telescope. Elsewhere, simulation results do not depend on the telescope diameter. Apodizer profiles were calculated numerically with a Gerchberg-Saxton iterative algorithm (Gerchberg & Saxton 1972). The pixel sampling in the focal plane is $0.1 \lambda/D$, and the pupil is sampled with 410 pixels in diameter. When phase aberrations are considered we adopt a wavelength of $1.6 \mu\text{m}$ corresponding to the *H*-band in the near infrared.

3.2. Critical parameter impacts

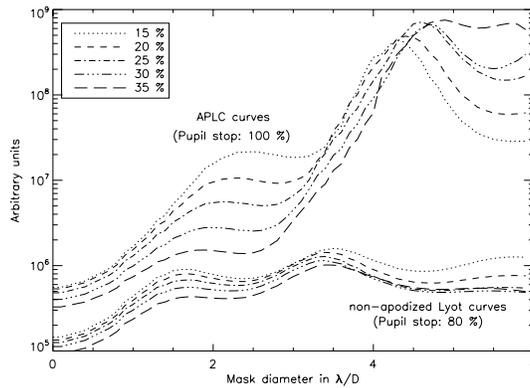
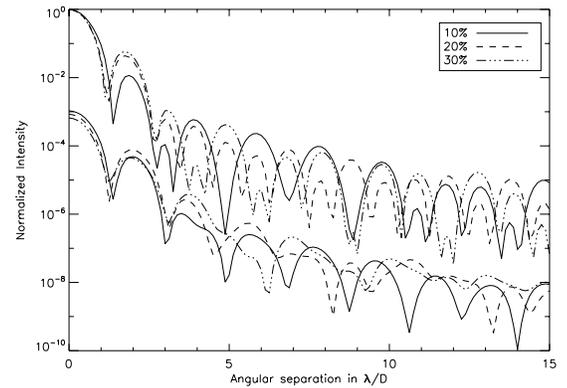
In the following sub-sections, we study the impact of two major categories of diffraction effects. The first category deals with amplitude variations: central obscuration, spider arms, primary mirror segmentation, segment-to-segment reflectivity variation, and pupil shear (misalignment of the coronagraph stop with respect to the instrument pupil). Inter-segment gaps and other mechanical secondary supports are not considered, since they would require finer pixel sampling in the pupil image, resulting in prohibitively large computation times with a non-parallel computer. In addition, some mechanical secondary supports can be much smaller than the main spider arms. At the first approximation, their effects can be considered to be similar to those produced by spider arms.

The second category is related to phase aberrations, which we assumed are located in the pupil plane (no instrumental scintillation). We only modeled low-order segment aberrations (piston, tip-tilt, defocus, astigmatism). Higher orders are less relevant for the optimization of the FPM size, but can have a significant impact on the coronagraphic performance.

The amplitude diffraction effect of gaps is partially accounted for (at least for infinitely small gaps) by the phase transition we are generating between primary mirror segments.

Table 1. Optimum FPM diameter (and hence APLC characteristics) for several obscuration sizes and criteria.

Obscuration size (%)	$C_{\mathcal{E}}$		Max. throughput	
	FPM (λ/D)	Throughput (%)	FPM (λ/D)	Throughput (%)
10	4.3	59.4	4.1	62.2
15	4.3	58.3	4.0	62.4
20	4.4	55.8	3.8	65.5
25	4.6	52.7	3.6	67.9
30	4.7	51.2	3.5	68.7
35	4.9	49.4	3.3	70.4

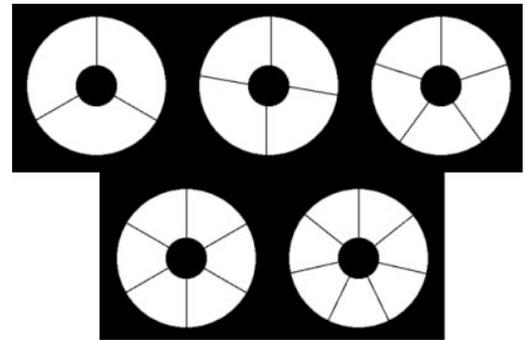
**Fig. 4.** $C_{\mathcal{E}}$ average between 3 and $100 \lambda/D$ as a function of the FPM diameter and obscuration sizes, in the case of the APLC and classical Lyot coronagraph.**Fig. 5.** Radial profiles of PSFs and coronagraphic images obtained with optimal APLC (using $C_{\mathcal{E}}$) for several obscuration sizes.

3.2.1. Central obscuration

The first parameter we evaluate is the central obscuration. High contrast instruments have to deal with central obscuration ratios which typically range from 10% to 35% (CFHT: 35%, HST: 33%, VLT: 14%). ELTs will likely have larger obscurations than current 8-m class telescopes to preserve a reasonable size for the telescope structure. In Fig. 4, the criterion $C_{\mathcal{E}}$ is shown for different obscuration sizes ranging from 10 to 35%. The curves show two maxima. The first is located near $2 \lambda/D$ and experiences a large contrast variation while the second (near $4 \lambda/D$) shows a smaller dispersion.

Table 1 summarizes these results and gives the position of the second maximum versus the obscuration size for the previously-mentioned criterion and for a criterion based solely on the maximum throughput (as in Fig. 3).

If we only consider the second maximum, which is more promising in terms of contrast and appears less sensitive, the optimal FPM diameter ranges from 4.3 to $4.9 \lambda/D$ for obscuration ratios between 10 to 35%. Here, our criterion $C_{\mathcal{E}}$ is more relevant than throughput, since it is better adapted to the region of interest in the coronagraphic image and to the modification of the PSF structure. We see a non-linear increase of optimum FPM size with the obscuration ratio because more starlight is redistributed in the Airy rings of the PSF. A solely throughput-based consideration shows the opposite behavior with a larger dispersion of the FPM size, which is not consistent with the effect on the PSF structure. However, at small obscuration sizes (10%–15%), maximum throughput yields a similar optimal FPM diameter as $C_{\mathcal{E}}$. We consider this result to be evidence for the relevance of our criterion $C_{\mathcal{E}}$ to optimize the FPM size (and hence the APLC characteristics) with respect to the size of the central obscuration. Moreover, the validity of our

**Fig. 6.** Pupil configurations considered in this paper.

criterion is also supported by the comparison of coronagraphic PSFs using an optimized APLC in Fig. 5. The optimized APLC allows for a contrast performance which is rather insensitive to the central obscuration size.

3.2.2. Spider arms

On an ELT, the secondary mirror has to be supported by a complex system of spider arms (~ 50 cm) and cables (~ 30 – 60 mm) to improve stiffness. Evaluating the influence of these supports is important in the context of coronagraphy.

The pixel sampling of our simulations limited by available computer power does not allow us to model the thinnest mechanical supports. However, the impact of these supports on the PSF structure will be similar to that of spider arms but at a reduced intensity level. Several configurations were considered as shown in Fig. 6. As the number of spider arms increases from 3 to 7, the contrast worsens (but no more than by a factor of 2).

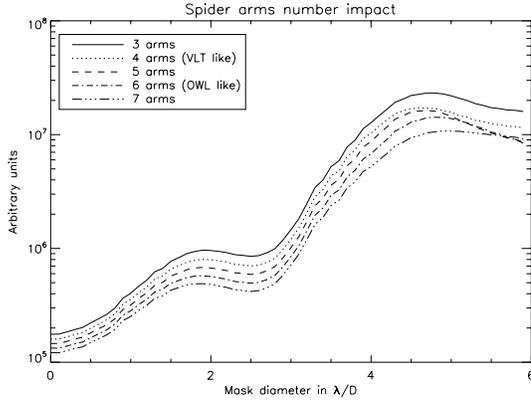


Fig. 7. C_{ℓ} average between 3 and $100 \lambda/D$ as a function of the FPM diameter and number of spider arms. Spider thickness is set to 62 cm.

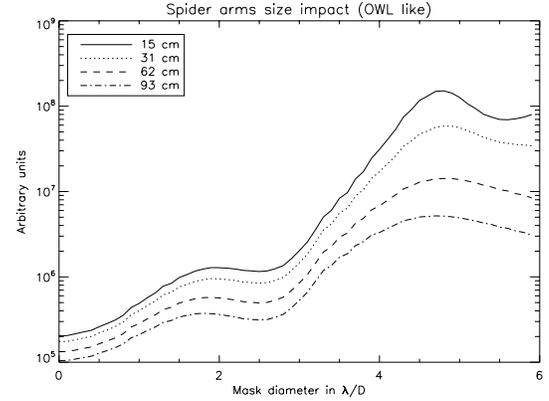


Fig. 9. C_{ℓ} average between 3 and $100 \lambda/D$ as a function of the FPM diameter and spider arm thickness. Number of spider arms is set to 6.

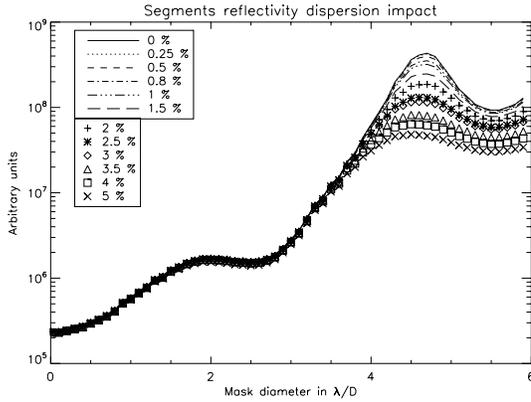


Fig. 8. C_{ℓ} average between 3 and $100 \lambda/D$ as a function of the FPM diameter and reflectivity variations.

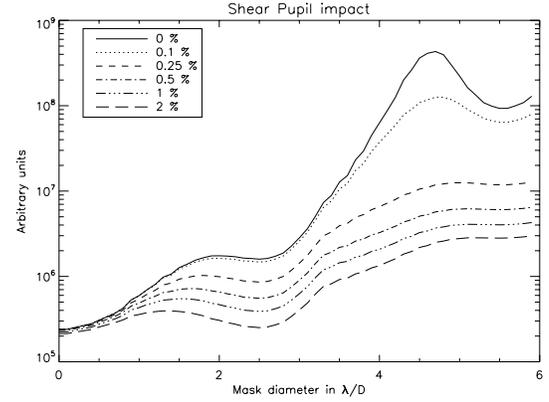


Fig. 10. C_{ℓ} average between 3 and $100 \lambda/D$ as a function of the FPM diameter and pupil shear.

The curves in Fig. 7 are almost parallel, indicating that the number of spider arms has no significant influence on the optimal FPM size. The second maximum of C_{ℓ} peaks at $4.7 \lambda/D$ with a small dispersion of $0.2 \lambda/D$.

Assuming a 6-spider arms configuration (OWL-like), we also analyzed the sensitivity to spider arm thickness from 15 cm to 93 cm (Fig. 9). The increasing width of the spider arms tends to flatten the profile of C_{ℓ} , making the selection of an optimal FPM more difficult (or less relevant) for very large spider arms. However, for the actual size of spider arms likely being of the order of 50 cm, the optimal size of the FPM (and hence APLC) is still $4.7 \lambda/D$.

3.2.3. Segments reflectivity variation

The primary mirror of an ELT will be segmented because of its size, and a potential resulting amplitude effect is segment-to-segment reflectivity variation. We show the APLC optimization sensitivity for segment reflectivity variation from 0 to 5% peak-to-valley in Fig. 8. For this simulation, the primary mirror was assumed to consist of ~ 750 hexagonal segments. The criterion C_{ℓ} is robust for FPMs smaller than $4 \lambda/D$. A loss of performance with reflectivity variation is observed for larger FPM. However, the optimal FPM size remains located at $4.7 \lambda/D$ with a small dispersion of $0.2 \lambda/D$.

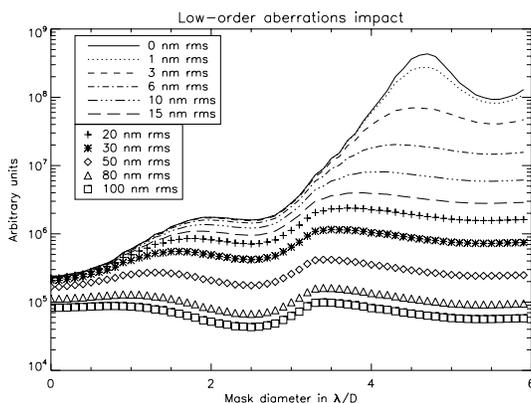
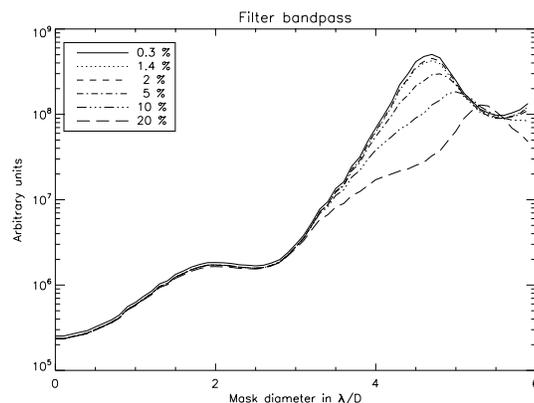
3.2.4. Pupil shear

As mentioned above, an APLC includes several optical components: apodizer, FPM and pupil stop. The performance of the APLC also depends on the alignment of these components. In particular, the pupil stop has to accurately match the telescope pupil image. This condition is not always satisfied, and the telescope pupil may undergo significant mismatch which could amount to more than 1% of its diameter. The pupil shear is the mis-alignment of the pupil stop with respect to the telescope pupil image. It is an issue especially for ELTs for which mechanical constraints are important for the design. For example, the James Webb Space Telescope is expected to deliver a pupil image for which the position is known at about 3–4%. Therefore, the performance of the mid-IR coronagraph (Boccaletti et al. 2004) will be strongly affected. On SPHERE, the planet-finder instrument for the VLT (2010), the pupil shear was identified as a major issue and a dedicated Tip-Tilt mirror was included in the design to preserve the alignment at a level of 0.2% (Beuzit et al. 2006b).

The behavior of C_{ℓ} in Fig. 10 is somewhat different from that seen with the previous parameters. The loss of performance is significant even for small FPM. However, the criterion is still peaking at $4.7 \lambda/D$ with a variation of about $0.2 \lambda/D$ although above $4.5 \lambda/D$ the curves are rather flat indicating that a larger FPM would not improve performance.

Table 2. APLC optimization for an obscuration of 30%.

Parameters	Value range	Optimal APLC configuration (FPM range in λ/D)
Obscuration	30%	4.7
Spider (arm)	3–7	4.6–4.8
Spider (size)	15–90 cm	4.6–4.8
Shear pupil	0.5–2%	4.7–4.9
Segment reflectivity	0.25–5%	4.5–4.7
Low-order aberrations	1–100 nm rms	3.5–6.0
Chromatism ($\Delta\lambda/\lambda$)	1.4–5%	4.7–4.8
Chromatism ($\Delta\lambda/\lambda$)	5–20%	4.8–5.3

**Fig. 11.** $C_{\mathcal{C}}$ average between 3 and 100 λ/D as a function of the FPM diameter and low-order aberrations.**Fig. 12.** $C_{\mathcal{C}}$ average between 3 and 100 λ/D as a function of FPM diameter and the filter bandpass.

3.2.5. Static aberrations

Here, static aberrations refer to low-order aberrations on the segments of the large primary mirror. We separately investigated the effect of piston, tip-tilt, defocus and astigmatism, and found the behavior to be similar for all these aberrations. In contrast to the other defects, both the performance and the optimal FPM diameter (optimal APLC) are very sensitive to low-order aberrations.

As the amplitude of aberrations increases, the dependency of $C_{\mathcal{C}}$ on FPM diameter becomes flatter and the optimal FPM size gets smaller (Fig. 11). A larger FPM would not decrease performance enormously. For values larger than 15 nm, there is no longer clear evidence of an optimal size beyond $\sim 3.5 \lambda/D$. The performance is rather insensitive to the actual FPM size.

Even though low-order aberrations strongly affect APLC performance, their presence has virtually no impact on the optimized configuration. The fairly constant performance in the presence of larger low-order aberrations indicates that low-order aberrations are not a relevant parameter for the optimization of the APLC.

3.2.6. Chromatism

All previous analysis was performed for monochromatic light of the wavelength λ_0 . However, as with the classical Lyot coronagraph, the APLC performance should depend on the ratio between FPM size and PSF size and therefore on wavelength. Hence, the impact of chromatism on the APLC optimization must be evaluated. We note that the chromatism of the APLC can also be mitigated by a slight modification of the standard design (Aime 2005).

Table 3. Chromatism effects synthesis.

$\Delta\lambda/\lambda$ (%)	FPM(λ/D)	FPM _{max} (λ/D)	F_1	F_2
0.3	4.70	4.70	1.0	1.0
1.4	4.70	4.73	1.1	1.1
2	4.70	4.75	1.1	1.1
5	4.80	4.82	1.6	1.6
10	5.00	4.94	2.6	3.7
20	5.30	5.20	3.7	14.6
50	5.90	5.87	26.3	180.9

Figure 12 and Table 3 present the results of the simulations for several filter bandpass widths ($\Delta\lambda/\lambda$) when using the standard monochromatic APLC. As long as the filter bandpass is smaller than 5%, the optimal FPM size and performance are nearly the same as in the monochromatic case.

The values displayed in Cols. 4 and 5 of Table 3 quantify the loss of contrast due to chromaticity with respect to the monochromatic case for the APLC being optimized to the filter bandpass (F_1) and to the central wavelength of the band (F_2). These two factors begin to differ significantly from each other at a filter bandpass larger than 5%. Hence, optimization of the APLC for chromatism is needed for a filter bandpass exceeding this value.

An efficient way of optimizing an APLC for broad band application is to optimize it for the longest wavelength of the band, which leads to results that are within $0.1 \lambda/D$ of the true optimal FPM size. This behavior can be explained by the non-symmetrical evolution of the residual energy in the coronagraphic image around the optimal FPM size at λ_0 (Soummer et al. 2003). Another way to minimize chromaticity would be to calculate the apodizer profile for the central wavelength and only

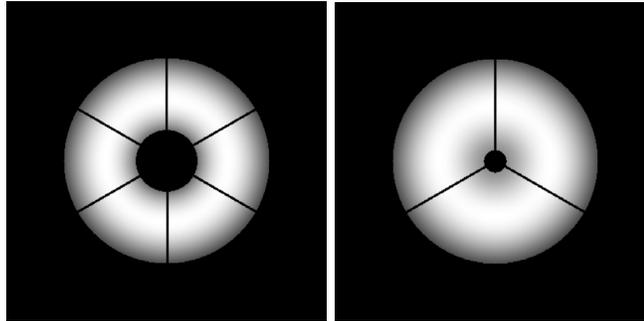


Fig. 13. Optimized apodized E-ELT apertures: telescope design 1 (left), telescope design 2 (right).

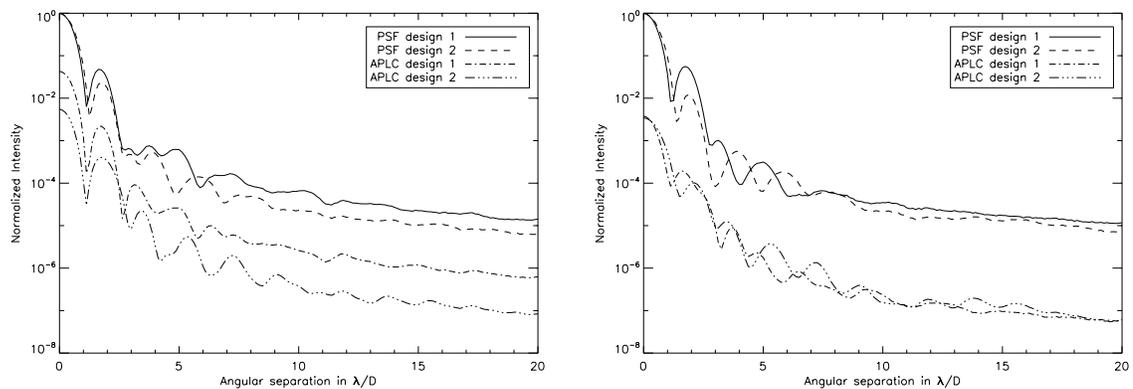


Fig. 14. Radial profiles of PSFs and coronagraphic images ($\Delta\lambda/\lambda = 20\%$) for the 2 designs considering throughput optimization (top) or C_ℓ optimization (bottom).

optimize the FPM diameter considering the whole bandpass. We compared the behavior of both methods for $\Delta\lambda/\lambda = 20\%$: they are in fact very comparable in terms of performance.

4. Application to the E-ELT

In this section, we apply the tools and results from the APLC optimization study discussed in the previous section to the two telescope designs proposed for the E-ELT. The objective is to confirm our optimization method and to produce contrast idealized profiles which admittedly must not be confused with the final achievable contrast in the presence of a realistic set of instrumental error terms.

4.1. Starting with telescope designs

We assume a circular monolithic primary mirror of 42 m diameter. Segmentation errors are not taken into account, although we note that the E-ELT primary mirror consists of hexagonal segments with diameters ranging from 1.2 to 1.6 m in its current design.

Two competing telescope designs are considered: a 5-mirror arrangement (design 1) and a 2-mirror Gregorian (design 2). For our purpose, the two designs differ by their central obscuration ratios and the number of spider arms. Design 1 (Fig. 13 left) is a 30% obscured aperture with 6 spider arms of 50 cm and design 2 (Fig. 13 right) is a 11% obscured aperture with 3 spider arms of 50 cm. These numbers are likely to be subject to change as the telescope design study is progressing. Mechanical supports (non-radial cables of the secondary mirror support) and

intersegment gaps are not considered for the reasons mentioned in Sect. 3.2.2.

In such conditions and taking into account the previous sensitivity analysis on central obscuration, spider arms, and chromatism ($\Delta\lambda/\lambda = 20\%$) we found an optimal APLC configuration with the apodizer designed for 4.8 and 4.3 λ/D and with a FPM size of 5 and 4.3 λ/D for design 1 and 2, respectively.

Sivaramakrishnan & Lloyd (2005) has demonstrated that optimization or under-sizing of the pupil stop is not necessary with the APLC. We independently verified and confirm this result using our criterion applied to the stop rather than to the mask.

4.2. Radial contrast

As shown in Sect. 3.2.1, the optimal APLC configuration with our criterion is different to the optimal configuration considering throughput as a metric. We can now demonstrate this difference using contrast profiles. Figure 14 compares the coronagraphic profiles based on throughput optimization (apodizer and FPM size are 3.5 and 4.1 λ/D for design 1 and 2, see Fig. 3) with that obtained from optimization with our criterion.

For design 2, the optimization with both methods leads to similar APLC configurations (4.3 and 4.1 λ/D). Hence, the contrast performance between them differs by only a factor of 3. On the other hand for design 1, the gain by using our criterion for the optimization is a staggering factor 10. In addition, the plot shows that APLC contrast performance only weakly depends on the telescope geometry with this optimization method. This is an important result, which means that the APLC can efficiently cope with a large variety of telescope designs.

5. Conclusion

The APLC is believed to be a well suited coronagraph for ELTs and for the search of extrasolar planets with direct imaging. The high angular resolution of such large telescopes relaxes the constraints on the IWA of a coronagraph which is an important issue for high contrast imaging instruments on 8-m class telescopes. Hence, coronagraphs with a relatively large IWA such as the APLC present an interesting alternative to the small IWA coronagraphs such as the phase mask coronagraphs.

The objective of this paper is to analyze the optimization of APLC in the context of ELTs. We defined a criterion ($C_{\mathcal{E}}$) similar to that used by Boccaletti (2004) for the general problem of Lyot stop optimization in coronagraphy. We then analyzed the behavior of this criterion as a function of the FPM diameter in the presence of different telescope parameters. The optimal FPM is determined by the maximum value of the criterion. A sensitivity analysis was carried out for the several telescope parameters such as central obscuration, spiders, segment reflectivity, pupil shear, low-order static aberrations and chromatism. Some of these parameters are not relevant for APLC optimization such as low-order aberrations which provide a pretty flat response of the criterion to FPM diameter when applied at reasonably large amplitudes. However, ELTs are not yet well enough defined to predict the level of static aberrations coronagraphs will have to deal with.

The parameter which had the largest impact on the optimum FPM diameter is the central obscuration. An obscuration ratio of 30% leads to an optimal APLC of $4.7 \lambda/D$. In most cases, the optimal sizes derived for other telescope parameters are quite consistent with that imposed by the central obscuration. The dispersion of the FPM size is no larger than $0.2 \lambda/D$ given the range of parameters we have considered. We also demonstrated that APLC optimization based on throughput alone is not appropriate and leads to optimal FPM sizes which decrease with increasing obscuration ratios. This behavior is opposite to that derived using our criterion. The superior quality of our criterion is supported by the comparison of contrast profiles obtained with both optimization methods in Sects. 4.2 and 3.2.1.

Although the idealized simulations presented in this paper do not consider atmospheric turbulence and instrumental defects, they allow us to find the optimal APLC configuration and PSF contrast for each case. Cavarroc et al. (2006) show that the ultimate contrast achievable by differential imaging (speckle noise suppression system to enhance the contrast, Racine et al. 1999; Marois et al. 2000; Baba & Murakami 2003; Guyon 2004) with a perfect coronagraph is not sensitive to atmospheric seeing but depends critically on static phase and amplitude aberrations. Our results therefore present the possibility of extending this study to the more realistic case of a real coronagraph taking into account relevant effects related to telescope properties.

In addition, we have also started development of APLC prototypes whose characteristics are defined with the present

numerical analysis. Experiments with these prototypes will be carried out during the next year in the near IR on the High Order Test-bench (Vernet et al. 2006) developed at the European Southern Observatory. The practical study of the APLC will also benefit from prototyping activities led by the department of Astrophysics at the University of Nice (LUAN) and carried out for development of SPHERE for the VLT.

Acknowledgements. P.M. would thanks Pierre Riaud for helpful discussions. This activity is supported by the European Community under its Framework Programme 6, ELT Design Study, Contract No. 011863.

References

- Aime, C. 2005, *PASP*, 117, 1012
 Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2002, *A&A*, 389, 334
 Andersen, T., Ardeberg, A. L., Beckers, J., et al. 2003, in *Future Giant Telescopes*, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. J. R. P. Angel, & R. Gilmozzi, *Proc. SPIE Conf.*, 4840, 214
 Baba, N., & Murakami, N. 2003, *PASP*, 115, 1363
 Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2006a, *The Messenger*, 125, 29
 Beuzit, J. L., Mouillet, D., Moutou, C., et al. 2006b, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 353
 Boccaletti, A. 2004, in *EAS Publications Series*, ed. C. Aime, & R. Soummer, 165
 Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004, in *EAS Publications Series*, ed. C. Aime, & R. Soummer, 195
 Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, *A&A*, 447, 397
 Dierickx, P., Brunetto, E. T., Comeron, F., et al. 2004, in *Ground-based Telescopes*, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. J. M. Oschmann, Jr., *Proc. SPIE Conf.*, 5489, 391
 Gerchberg, R. W., & Saxton, W. O. 1972, in *Optik* 35, 237
 Guyon, O. 2004, *ApJ*, 615, 562
 Johns, M., Angel, J. R. P., Shectman, S., et al. 2004, in *Ground-based Telescopes*, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. J. M. Oschmann, Jr., *Proc. SPIE Conf.*, 5489, 441
 Kuchner, M. J., & Traub, W. A. 2002, *ApJ*, 570, 900
 Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2006, in *Advances in Adaptive Optics II*, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. B. L. Ellerbroek, & D. Bonaccini Calia, *Proc. SPIE Conf.*, 6272, 62720L
 Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
 Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
 Nelson, J., & Sanders, G. H. 2006, in *Ground-based and Airborne Telescopes*, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, ed. L. M. Stepp, *Proc. SPIE Conf.*, 6267, 626728
 Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
 Roddier, F., & Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
 Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
 Sivaramakrishnan, A., & Lloyd, J. P. 2005, *ApJ*, 633, 528
 Soummer, R. 2005, *ApJ*, 618, L161
 Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003, *A&A*, 397, 1161
 Soummer, R., Pueyo, L., Ferrari, A., et al. 2007, *ApJ*, submitted
 Vernet, E., Kasper, M., Vérinaud, C., et al. 2006, in *Advances in Adaptive Optics II*, ed. B. L. Ellerbroek, & D. Bonaccini Calia, *Proc. SPIE*, 6272, 62722K

Bibliographie

- Abe, L., Domiciano de Souza, A., Vakili, F., et Gay, J. (2003). Phase Knife Coronagraph. II - Laboratory results. *A&A*, **400**, 385–392.
- Abe, L., Beaulieu, M., Vakili, F., Gay, J., Rivet, J.-P., Dervaux, S., et Domiciano de Souza, A. (2007). On-sky observations with an achromatic hybrid phase knife coronagraph in the visible. *A&A*, **461**, 365–371.
- Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., Sadibekova, T., Vernin, J., et Ziad, A. (2006). First Whole Atmosphere Nighttime Seeing Measurements at Dome C, Antarctica. *PASP*, **118**, 344–348.
- Aime, C. et Soummer, R. (2004). The Usefulness and Limits of Coronagraphy in the Presence of Pinned Speckles. *ApJ*, **612**, L85–L88.
- Aime, C., Soummer, R., et Ferrari, A. (2001a). Interferometric apodization of rectangular apertures. Application to stellar coronagraphy. *A&A*, **379**, 697–707.
- Aime, C., Soummer, R., et Lopez, B. (2001b). Stellar coronagraphy with a redundant array of telescopes in space : The multiple mask coronagraph. *A&A*, **370**, 680–688.
- Aime, C., Soummer, R., et Ferrari, A. (2002). Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *A&A*, **389**, 334–344.
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., et Schweitzer, A. (2001). The Limiting Effects of Dust in Brown Dwarf Model Atmospheres. *ApJ*, **556**, 357–372.
- Angel, R. (2003). Direct detection of terrestrial exoplanets : comparing the potential for space and ground telescopes. In *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 221–230.
- Ardila, D. R., Golimowski, D. A., Krist, J. E., Clampin, M., Ford, H. C., et Illingworth, G. D. (2007). Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Coronagraphic Observations of the Dust Surrounding HD 100546. *ApJ*, **665**, 512–534.
- Aristidi, E., Agabi, K., Azouit, M., Fossat, E., Vernin, J., Travouillon, T., Lawrence, J. S., Meyer, C., Storey, J. W. V., Halter, B., Roth, W. L., et Walden, V. (2005). An analysis of temperatures and wind speeds above Dome C, Antarctica. *A&A*, **430**, 739–746.

- Basri, G., Borucki, W. J., et Koch, D. (2005). The Kepler Mission : A wide-field transit search for terrestrial planets [review article]. *New Astronomy Review*, **49**, 478–485.
- Baudoz, P., Gay, J., et Rabbia, Y. (1998). Interfero-Coronagraphy : a Tool for Detection of Faint Companions. In R. Rebolo, E. L. Martin, et M. R. Zapatero Osorio, editors, *ASP Conf. Ser. 134 : Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, pages 254–261.
- Baudoz, P., Rabbia, Y., et Gay, J. (2000a). Achromatic interfero coronagraphy I. Theoretical capabilities for ground-based observations. *A&AS*, **141**, 319–329.
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., Burg, R., Petro, L., Bely, P., Fleury, B., Madec, P.-Y., et Charbonnier, F. (2000b). Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky. *A&AS*, **145**, 341–350.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Rabbia, Y., et Gay, J. (2005). Stellar Coronagraphy : Study and Test of a Hybrid Interfero-Coronagraph. *PASP*, **117**, 1004–1011.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Riaud, P., Cavarroc, C., Baudrand, J., Reess, J. M., et Rouan, D. (2006a). Feasibility of the Four-Quadrant Phase Mask in the Mid-Infrared on the James Webb Space Telescope. *PASP*, **118**, 765–773.
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., et Rouan, D. (2006b). The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 553–558.
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., Williams, A., Dominik, M., Jorgensen, U. G., Kubas, D., Cassan, A., Coutures, C., Greenhill, J., Hill, K., Menzies, J., Sackett, P. D., Albrow, M., Brilliant, S., Caldwell, J. A. R., Calitz, J. J., Cook, K. H., Corrales, E., Desert, M., Dieters, S., Dominis, D., Donatowicz, J., Hoffman, M., Kane, S., Marquette, J.-B., Martin, R., Meintjes, P., Pollard, K., Sahu, K., Vinter, C., Wambsganss, J., Woller, K., Horne, K., Steele, I., Bramich, D. M., Burgdorf, M., Snodgrass, C., Bode, M., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Więckowski, T., Pietrzyński, G., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, Ł., Paczyński, B., Abe, F., Bond, I. A., Britton, T. R., Gilmore, A. C., Hearnshaw, J. B., Itow, Y., Kamiya, K., Kilmartin, P. M., Korpela, A. V., Masuda, K., Matsubara, Y., Motomura, M., Muraki, Y., Nakamura, S., Okada, C., Ohnishi, K., Rattenbury, N. J., Sako, T., Sato, S., Sasaki, M., Sekiguchi, T., Sullivan, D. J., Tristram, P. J., Yock, P. C. M., et Yoshioka, T. (2006). Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, **439**, 437–440.
- Bessel, F. W. (1844). Extract of a letter from on the proper motions of Procyon and Sirius. *MNRAS*, **6**, 136–141.
- Beuzit, J. L., Lacombe, F., Mariotti, J. M., Perrier, C., et Rouan, D. (1990). A Search for Substellar Objects with a Coronagraphic Near Infrared Camera. In R. Elston, editor, *ASP Conf. Ser. 14 : Astrophysics with Infrared Arrays*, pages 316–318.

- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Moutou, C., Fusco, T., Longmore, A., Saisse, M., Ferrari, M., Udry, S., Rousset, G., Conan, R., Menard, F., Lagrange, A.-M., Segransan, D., Rabou, P., Dohlen, K., et al. (2004). The Planet Finder project for the VLT. In *SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*.
- Bloemhof, E. E. (2004). Remnant Speckles in a Highly Corrected Coronagraph. *ApJ*, **610**, L69–L72.
- Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., et Oppenheimer, B. R. (2001). Behavior of Remnant Speckles in an Adaptively Corrected Imaging System. *ApJ*, **558**, L71–L74.
- Boccaletti, A. (1999). *Recherche de planètes extrasolaires par la méthode des speckles noirs*. Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis.
- Boccaletti, A. (2004). Numerical Simulations for Coronagraphy. part II. In *EAS Publications Series*, pages 165–176.
- Boccaletti, A. (2007). in preparation.
- Boccaletti, A., Riaud, P., et Rouan, D. (2002). Speckle Symmetry with High-Contrast Coronagraphs. *PASP*, **114**, 132–136.
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., et Rouan, D. (2004a). JWST : a mid-IR coronagraph for imaging extrasolar planets. In B. Warmbein, editor, *ESA Special Publication*, volume 554 of *ESA Special Publication*, pages 273–279.
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., Baudrand, J., Rouan, D., Gratadour, D., Lacombe, F., et Lagrange, A.-M. (2004b). The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope. *PASP*, **116**, 1061–1071.
- Boccaletti, A., Baudoz, P., Baudrand, J., Reess, J. M., et Rouan, D. (2005). Imaging exoplanets with the coronagraph of JWST/MIRI. *Advances in Space Research*, **36**, 1099–1106.
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., Santos, N. C., Forveille, T., et Segransan, D. (2005). Metallicity of m dwarfs, calibration and impact of the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequancy. *ArXiv*.
- Boone, R. H., King, J. R., et Soderblom, D. R. (2006). Metallicity in the solar neighborhood out to 60 pc. *New Astronomy Review*, **50**, 526–529.
- Bordé, P., Rouan, D., et Léger, A. (2003). Exoplanet detection capability of the COROT space mission. *A&A*, **405**, 1137–1144.
- Bordé, P. J., Traub, W. A., Kern, B. D., Trauger, J. T., et Kuhnert, A. C. (2006). Speckle nulling for exoplanet detection with space-based coronagraphic telescopes. In *Space Telescopes and Instrumentation I : Optical, Infrared, and Millimeter*. Edited by Mather,

John C. ; MacEwen, Howard A. ; de Graauw, Mattheus W. M.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6265, pp. (2006).*

Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., Moutou, C., Pont, F., Iribarne, N., da Silva, R., Ilovaisky, S., Queloz, D., Santos, N. C., Ségransan, D., et Zucker, S. (2005). ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733. *A&A*, **444**, L15–L19.

Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Marley, M., Guillot, T., Saumon, D., et Freedman, R. S. (1997). Extra-Solar Giant Planet and Brown Dwarf Models. In D. Soderblom, editor, *Planets Beyond the Solar System and the Next Generation of Space Missions*, volume 119 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 9–17.

Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Wright, J. T., Henry, G. W., Laughlin, G., et Lissauer, J. J. (2004). A Neptune-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 436. *ApJ*, **617**, 580–588.

Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Vogt, S. S., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., Carter, B. D., Johnson, J. A., McCarthy, C., et Penny, A. J. (2006). Catalog of Nearby Exoplanets. *ApJ*, **646**, 505–522.

Castertano, S., Lattanzi, M. G., et Perryman, M. A. C. (1995). Astrometric Detection of Extra-Solar Planets with Gaia. In M. A. C. Perryman et F. van Leeuwen, editors, *Future Possibilities for astrometry in Space*, volume 379 of *ESA Special Publication*, pages 47–54.

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., et Rouan, D. (2006). Fundamental limitations on Earth-like planet detection with extremely large telescopes. *A&A*, **447**, 397–403.

Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., Friel, E. D., Ralite, N., et Francois, P. (1997). A catalogue of [Fe/H] determinations : 1996 edition. *A&AS*, **124**, 299–305.

Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., et Hauschildt, P. (2000). Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres. *ApJ*, **542**, 464–472.

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., Dumas, C., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., Lowrance, P., et Bessell, M. S. (2005a). A companion to AB Pic at the planet/brown dwarf boundary. *A&A*, **438**, L29–L32.

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., et Lowrance, P. (2005b). Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254. *A&A*, **438**, L25–L28.

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Udry, S., Fusco, T., Galland, F., Naef, D., Beuzit, J.-L., et Mayor, M. (2006). Probing long-period companions to planetary hosts. VLT and CFHT near infrared coronagraphic imaging surveys. *A&A*, **456**, 1165–1172.

- Chelli, A. (2005). Imaging earth-like planets with extremely large telescopes. *A&A*, **441**, 1205–1210.
- Close, L. M., Lenzen, R., Biller, B., Brandner, W., et Hartung, M. (2005). Selected Examples of Solar and Extra-Solar Planetary Science with AO. In W. Brandner et M. E. Kasper, editors, *Science with Adaptive Optics*, pages 136–+.
- Codona, J. L. (2004). Exoplanet imaging with the Giant Magellan Telescope. In *ALT'03 International Conference on Advanced Laser Technologies : Biomedical Optics. Edited by Wang, Ruikang K. ; Hebden, Jeremy C. ; Priezhev, Alexander V. ; Tuchin, Valery V. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 379-388 (2004).*, pages 379–388.
- Conan, R., Fusco, T., et Mouillet, D. (2004). Vlt-pf concept feasibility study, simulation tools. Technical report.
- Crampton, D. et Ellerbroek, B. (2006). Design and development of TMT. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, volume 232 of *IAU Symposium*, pages 410–419.
- Cruz, K. L., Reid, I. N., Liebert, J., Kirkpatrick, J. D., et Lowrance, P. J. (2003). Meeting the Cool Neighbors. V. A 2MASS-Selected Sample of Ultracool Dwarfs. *AJ*, **126**, 2421–2448.
- Cui, X. (2006). Present and future Chinese large telescope projects. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, volume 232 of *IAU Symposium*, pages 391–396.
- Debes, J. H. et Ge, J. (2004). High-Contrast Imaging with Gaussian Aperture Pupil Masks. *PASP*, **116**, 674–681.
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., et Harrington, J. (2005). Infrared radiation from an extrasolar planet. *Nature*, **434**, 740–743.
- Dommanget, J. et Nys, O. (2002). CCDM (Catalog of Components of Double & Multiple stars (Dommanget+ 2002). *VizieR Online Data Catalog*, **1274**, 0–+.
- Dravins, D., Lindegren, L., Mezey, E., et Young, A. T. (1997). Atmospheric Intensity Scintillation of Stars, I. Statistical Distributions and Temporal Properties. *PASP*, **109**, 173–207.
- Dubreuil, D., Abergel, A., Baudrand, J., Bensammar, S., Cretolle, J. B., Dargent, P., Galdemard, P., Gay, J., Lacombe, F., Lagage, P.-O., Martin, L., Prieto, E., Rabbia, Y., Reess, J.-M., Riaud, P., Rouan, D., Salasca, S., Simeri, A., Wright, G. S., et Mols, J. P. (2003). Optical design for the 5–28 μ m NGST infrared imager MIRI. In J. C. Mather, editor, *IR Space Telescopes and Instruments. Edited by John C. Mather . Proceedings of the SPIE, Volume 4850, pp. 564-573 (2003).*, pages 564–573.

- Duparré, A., Ferre-Borrull, J., Gliech, S., Notni, G., Steinert, J., et Bennett, J. M. (2002). Surface characterization techniques for determining the root-mean-square roughness and power spectral densities of optical components. *Appl. Opt.*, **41**, 154–171.
- Feltzing, S., Holmberg, J., et Hurley, J. R. (2001). The solar neighbourhood age-metallicity relation - Does it exist? *A&A*, **377**, 911–924.
- Fusco, T., Rousset, G., Beuzit, J.-L., Mouillet, D., et Dohlen, K. (2006). High order Adaptive Optics Requirements and feasibility for high contrast imaging. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 513–518.
- Galicher, R. et Baudoz, P. (2007). Expected performance of a self-coherent camera. *Comptes Rendus Physique*, **8**, 333–339.
- Gardner, J. P., Mather, J. C., Clampin, M., Doyon, R., Greenhouse, M. A., Hammel, H. B., Hutchings, J. B., Jakobsen, P., Lilly, S. J., Long, K. S., Lunine, J. I., McCaughrean, M. J., Mountain, M., Nella, J., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Rix, H.-W., Smith, E. P., Sonneborn, G., Stiavelli, M., Stockman, H. S., Windhorst, R. A., et Wright, G. S. (2006). The James Webb Space Telescope. *Space Science Reviews*, **123**, 485–606.
- Gay, J. et Rabbia, Y. (1996). Principe d'un coronographe interférentiel. In *C. R. Acad Sci. Paris, 322 Série IIB*, pages 265–+.
- Gillon, M., Pont, F., Demory, B., Mallmann, F., Mayor, M., Mazeh, T., Queloz, D., Shporer, A., Udry, S., et Vuissoz, C. (2007). Detection of transits of the nearby hot Neptune GJ 436 b. *ArXiv e-prints*, **705**.
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., et Chiosi, C. (2000). Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars : From 0.15 to 7 M_{sun} , and from $Z=0.0004$ to 0.03. *A&AS*, **141**, 371–383.
- Graham, J. R., Macintosh, B., Doyon, R., Gavel, D., Larkin, J., Levine, M., Oppenheimer, B., Palmer, D., Saddlemyer, L., Sivaramakrishnan, A., Veran, J.-P., et Wallace, K. (2007). Ground-Based Direct Detection of Exoplanets with the Gemini Planet Imager (GPI). *ArXiv e-prints*, **704**.
- Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., et Clénet, Y. (2005). Four quadrant phase mask K-band coronagraphy of <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> with NAOS-CONICA at VLT. *A&A*, **429**, 433–437.
- Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., McFadden, M. T., et Robinson, P. E. (2003). Contributions to the Nearby Stars (NStars) Project : Spectroscopy of Stars Earlier than M0 within 40 Parsecs : The Northern Sample. I. *AJ*, **126**, 2048–2059.
- Greaves, J. S., Fischer, D. A., Wyatt, M. C., Beichman, C. A., et Bryden, G. (2007). Predicting the frequencies of diverse exo-planetary systems. *ArXiv e-prints*, **704**.

- Grillmair, C. J., Charbonneau, D., Burrows, A., Armus, L., Stauffer, J., Meadows, V., Van Cleve, J., et Levine, D. (2007). A Spitzer Spectrum of the Exoplanet HD 189733b. *ApJ*, **658**, L115–L118.
- Guyon, O. (2003). Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. *A&A*, **404**, 379–387.
- Guyon, O. (2004). Imaging Faint Sources within a Speckle Halo with Synchronous Interferometric Speckle Subtraction. *ApJ*, **615**, 562–572.
- Guyon, O. (2005). Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging. *ApJ*, **629**, 592–614.
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., et Ridgway, S. T. (2006). Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. *ApJS*, **167**, 81–99.
- Hainaut, O. R., Rahoui, F., et Gilmozzi, R. (2007). *Down to Earths, with OWL*, pages 253–+. Exploring the Cosmic Frontier, ESO Astrophysics Symposia European Southern Observatory, Volume . ISBN 978-3-540-39755-7. Springer, 2007, p. 253.
- Hardy, J. W., editor (1998). *Adaptive optics for astronomical telescopes*.
- Hawarden, T. G., Gilmozzi, R., et Hainaut, O. (2003). Using a 100-meter ELT (e.g., "OWL") for Extrasolar Planet and Extrasolar Life Detection. In D. Deming et S. Seager, editors, *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, volume 294 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 581–586.
- Haywood, M. (2001). A revision of the solar neighbourhood metallicity distribution. *MNRAS*, **325**, 1365–1382.
- Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., et Baliunas, S. L. (1996). A Survey of Ca II H and K Chromospheric Emission in Southern Solar-Type Stars. *AJ*, **111**, 439–465.
- Hioki, T., Itoh, Y., Oasa, Y., Fukagawa, M., Kudo, T., Mayama, S., Funayama, H., Hayashi, M., Hayashi, S. S., Pyo, T.-S., Ishii, M., Nishikawa, T., et Tamura, M. (2007). Near-Infrared Coronagraphic Observations of the T Tauri Binary System UY Aur. *ArXiv e-prints*, **705**.
- Hurley, J. R., Pols, O. R., et Tout, C. A. (2000). Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity. *MNRAS*, **315**, 543–569.
- Ibukiyama, A. et Arimoto, N. (2002). HIPPARCOS age-metallicity relation of the solar neighbourhood disc stars. *A&A*, **394**, 927–941.
- Iye, M. (2006). Science objectives and technology developments for ELTs in Japan. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *IAU Symposium*, pages 381–390.

- Jacquinet, P. et Roizen-Dossier, B. (1964). Apodisation. *American Journal of Physics*, **32**, 899–899.
- Johnston, R. A. et Lane, R. G. (2000). Modeling Scintillation from an Aperiodic Kolmogorov Phase Screen. *Appl. Opt.*, **39**, 4761–4769.
- Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., et Littman, M. G. (2003). Extrasolar Planet Finding via Optimal Apodized-Pupil and Shaped-Pupil Coronagraphs. *ApJ*, **582**, 1147–1161.
- Kuchner, M. J. et Spergel, D. N. (2003). Notch-Filter Masks : Practical Image Masks for Planet-finding Coronagraphs. *ApJ*, **594**, 617–626.
- Kuchner, M. J. et Traub, W. A. (2002). A Coronagraph with a Band-limited Mask for Finding Terrestrial Planets. *ApJ*, **570**, 900–908.
- Kuchner, M. J., Crepp, J., et Ge, J. (2004). Finding terrestrial planets using eighth-order image masks. *ApJ*.
- Kuchner, M. J., Crepp, J., et Ge, J. (2005). Eighth-Order Image Masks for Terrestrial Planet Finding. *ApJ*, **628**, 466–473.
- Labeyrie, A. (1970). Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *A&A*, **6**, 85–+.
- Labeyrie, A. (1995). Images of exo-planets obtainable from dark speckles in adaptive telescopes. *A&A*, **298**, 544–548.
- Lachaume, R., Dominik, C., Lanz, T., et Habing, H. J. (1999). Age determinations of main-sequence stars : combining different methods. *A&A*, **348**, 897–909.
- Lambert, D. L. et Reddy, B. E. (2004). Lithium abundances of the local thin disc stars. *MNRAS*, **349**, 757–767.
- Lane, R. G., Glindemann, A., et Dainty, J. C. (1992). Simulation of a kolmogorov phase screen. *Waves in Random Media*.
- Lardiere, O., Salinari, P., Jolissaint, L., Carbillet, M., Riccardi, A., et Esposito, S. (2004a). Adaptive optics and site requirements for the search of Earth-like planets with ELTs. In *Emerging Optoelectronic Applications. Edited by Jabbour, Ghassan E. ; Rantala, Juha T. Proceedings of the SPIE, Volume 5382, pp. 550-559 (2004).*, pages 550–559.
- Lardiere, O., Carbillet, M., Riccardi, A., et Salinari, P. (2004b). High-contrast imaging with ELTs : effects of cophasing and AO residual errors on the PSF contrast. In *Advancements in Adaptive Optics. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 516-526 (2004).*, pages 516–526.

- Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Tokovinin, A., et Travouillon, T. (2004). Exceptional astronomical seeing conditions above Dome C in Antarctica. *Nature*, **431**, 278–281.
- Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Burton, M. G., et Storey, J. W. (2007). Dome C's Atmospheric Conditions : Implications for Astronomy. *Chinese Astronomy and Astrophysics*, **31**, 221–227.
- Libert, A.-S. et Henrard, J. (2007). Analytical study of the proximity of exoplanetary systems to mean-motion resonances. *A&A*, **461**, 759–763.
- Lloyd, J. P., Gavel, D. T., Graham, J. R., Hodge, P. E., Sivaramakrishnan, A., et Voit, G. M. (2003). Four-quadrant phase mask coronagraph : analytical calculation and pupil geometry. In *High-Contrast Imaging for Exo-Planet Detection. Edited by Alfred B. Schultz. Proceedings of the SPIE, Volume 4860, pp. 171-181 (2003).*, pages 171–181.
- Lyon, R. G., Hollis, J. M., et Dorband, J. E. (2003). Comparative optical analysis of extra-solar planetary imaging techniques. In *High-Contrast Imaging for Exo-Planet Detection. Edited by Alfred B. Schultz. Proceedings of the SPIE, Volume 4860, pp. 251-265 (2003).*, pages 251–265.
- Lyot, B. (1939). The study of the solar corona and prominences without eclipses (George Darwin Lecture, 1939). *MNRAS*, **99**, 580–585.
- Malbet, F. (1992). *Circumstellar Surroundings of Young Stellar Objectse*. Ph.D. thesis, AA(Institut d'Astrophysique de Paris (France); Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon (France); Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire).
- Malbet, F., Yu, J. W., et Shao, M. (1995). High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy. *PASP*, **107**, 386–+.
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., Vogt, S., Wright, J. T., Tinney, C. G., et Jones, H. R. A. (2005). Observed Properties of Exoplanets : Masses, Orbits, and Metallicities. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **158**, 24–42.
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., et Nadeau, D. (2000). Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging. *PASP*, **112**, 91–96.
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., et Walker, G. A. H. (2003). Effects of Quasi-Static Aberrations in Faint Companion Searches. In *EAS Publications Series*, pages 233–243.
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., Racine, R., Riopel, M., Vallée, P., et Lafrenière, D. (2005). TRIDENT : An Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated Substellar Companions. *PASP*, **117**, 745–756.
- Marois, M. (2004). *La recherche de naines brunes et d'exoplanètes : développement d'une technique d'imagerie multibande*. Ph.D. thesis, Université de Montréal.

- Marsakov, V. A. et Shevelev, Y. G. (1995). Ages, Metallicities, Galactic Orbit of F stars (Marsakov+ 1995). *VizieR Online Data Catalog*, **5089**, 0–+.
- Martinache, F., Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., et Ridgway, S. T. (2006). Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. II. Performance. *ApJ*, **639**, 1129–1137.
- Martinez, P., Boccaletti, A., Kasper, M., Baudoz, P., et Cavarroc, C. (2007). Optimization of Apodized Pupil Lyot Coronagraph for ELTs. *ArXiv e-prints*, **707**.
- Mawet, D. (2006). *Subwavelength gratings for extrasolar planetary system imaging and characterization*. Ph.D. thesis, Institut d’Astrophysique et de Géophysique de Liège.
- Mawet, D. et Riaud, P. (2006). Subwavelength gratings for phase mask coronagraphy : the 4QZOG and AGPM coronagraphs. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 361–366.
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., et Surdej, J. (2005). Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *ApJ*, **633**, 1191–1200.
- Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., Baudoz, P., Boccaletti, A., Dupuis, O., et Rouan, D. (2006). The four-quadrant phase-mask coronagraph : white light laboratory results with an achromatic device. *A&A*, **448**, 801–808.
- Mayor, M. et Queloz, D. (1995). A jupiter-mass companion to solar-type star. *Nature*.
- McCarthy, P. J. (2006). The Giant Magellan Telescope project. In P. Whitelock, M. Dennefeld, et B. Leibundgut, editors, *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, volume 232 of *IAU Symposium*, pages 420–428.
- Meixner, M., Cavarroc, C., Boccaletti, A., Boeker, T., Friedman, S., Greene, T., Ressler, M., Rieke, G., van Dishoeck, E., Waelkens, C., Wright, G., et The Miri Team (2005). Exploring the Properties of Nearby Debris Disks using the Mid-Infrared Instrument (MIRI) on the James Webb Space Telescope (JWST). In I. Kamp et M. Meixner, editors, *Nearby Resolved Debris Disks*, pages 24–+.
- Mighell, K. J. (1999). Algorithms for CCD Stellar Photometry. In D. M. Mehringer, R. L. Plante, et D. A. Roberts, editors, *ASP Conf. Ser. 172 : Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, pages 317–+.
- Mighell, K. J. (2005). Stellar photometry and astrometry with discrete point spread functions. *MNRAS*, **361**, 861–878.
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Golimowski, D. A., Matthews, K., et Durrance, S. T. (1995). Discovery of a Cool Brown Dwarf. *Nature*, **378**, 463–+.

- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., Mugrauer, M., Bedalov, A., et Hauschildt, P. H. (2005). Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup. *A&A*, **435**, L13–L16.
- Nicolle, M., Fusco, T., Rousset, G., et Michau, V. (2004). Improvement of Shack-Hartmann wavefront sensor measurement for Extreme Adaptive Optics. *Opt. Letters*, **29**(23), 2743–2745.
- Nisenson, P. et Papaliolios, C. (2001). Detection of Earth-like Planets Using Apodized Telescopes. *ApJ*, **548**, L201–L205.
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., Holmberg, J., Pont, F., Jørgensen, B. R., Olsen, E. H., Udry, S., et Mowlavi, N. (2004). The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of $\sim 14\,000$ F and G dwarfs. *A&A*, **418**, 989–1019.
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., et Vaughan, A. H. (1984). Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *ApJ*, **279**, 763–777.
- Paillet, J., Allard, F., et Selsis, F. (2004). Atmosphere modelling of terrestrial exoplanets. In F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier, et L. Pagani, editors, *SF2A-2004 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, pages 87–+.
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., et Graham, J. R. (2003). The Structure of High Strehl Ratio Point-Spread Functions. *ApJ*, **596**, 702–712.
- Perryman, M., Hainaut, O., Dravins, D., Leger, A., Quirrenbach, A., Rauer, H., Kerber, F., Fosbury, R., Bouchy, F., Favata, F., Fridlund, M., Gilmozzi, R., Lagrange, A. ., Mazeh, T., Rouan, D., Udry, S., et Wambsganss, J. (2005). Report by the ESA-ESO Working Group on Extra-Solar Planets. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Perryman, M. A. C. (2000). Extra-solar planets. *Reports of Progress in Physics*, **63**, 1209–1272.
- Phillips, A., Burton, M. G., Ashley, M. C. B., Storey, J. W. V., Lloyd, J. P., Harper, D. A., et Bally, J. (1999). The Near-Infrared Sky Emission at the South Pole in Winter. *ApJ*, **527**, 1009–1022.
- Pluzhnik, E. A., Guyon, O., Ridgway, S. T., Martinache, F., Woodruff, R. A., Blain, C., et Galicher, R. (2006). Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. III. Diffraction Effects and Coronagraph Design. *ApJ*, **644**, 1246–1257.
- Poyneer, L. A. et Macintosh, B. (2004). Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics. *Optical Society of America Journal A*, **21**, 810–819.

- Rabbia, Y., Baudoz, P., et Gay, J. (1998). Achromatic Interfero Coronagraphy and NGST. In B. Kaldeich, editor, *Liege International Astrophysical Colloquia*, pages 279–284.
- Rabbia, Y., Gay, J., et Rivet, J.-P. (2007). The Achromatic Interfero Coronagraph. *Comptes Rendus Physique*, **8**, 385–395.
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., et Marois, C. (1999). Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *PASP*, **111**, 587–594.
- Reffert, S., Launhardt, R., Hekker, S., Henning, T., Queloz, D., Quirrenbach, A., Ségransan, D., et Setiawan, J. (2005). Choosing Suitable Target, Reference and Calibration Stars for the PRIMA Astrometric Planet Search. In P. K. Seidelmann et A. K. B. Monet, editors, *Astrometry in the Age of the Next Generation of Large Telescopes*, volume 338 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 81–+.
- Riaud, P. (2003). *Coronographie à masque de phase : applications aux télescopes et interféromètres au sol et dans l'espace*. Ph.D. thesis, Université de Paris- Pierre et Marie Curie.
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquais, F., et Labeyrie, A. (2001). The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations. *PASP*, **113**, 1145–1154.
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., et Rouan, D. (2003). The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance. *PASP*, **115**, 712–719.
- Riaud, P., Mawet, D., Absil, O., Boccaletti, A., Baudoz, P., Herwats, E., et Surdej, J. (2006). Coronagraphic imaging of three weak-line T Tauri stars : evidence of planetary formation around PDS 70. *A&A*, **458**, 317–325.
- Rigaut, F. J., Veran, J.-P., et Lai, O. (1998). Analytical model for Shack-Hartmann-based adaptive optics systems. In D. Bonaccini et R. K. Tyson, editors, *Proc. SPIE Vol. 3353, p. 1038-1048, Adaptive Optical System Technologies, Domenico Bonaccini; Robert K. Tyson; Eds.*, pages 1038–1048.
- Rocha-Pinto, H. J. et Maciel, W. J. (1998). Metallicity effects on the chromospheric activity-age relation for late-type dwarfs. *MNRAS*, **298**, 332–346.
- Roddiier, F. et Roddiier, C. (1997). Stellar Coronagraph with Phase Mask. *PASP*, **109**, 815–820.
- Rosenblatt, F. (1971). A Two-Color Photometric Method for Detection of Extra solar Planetary Systems. *Icarus*, **14**, 71–+.
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., et Labeyrie, A. (2000). The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *PASP*, **112**, 1479–1486.

- Rouan, D., Riaud, P., et Baudrand, J. (2001). Four quadrants phase mask coronagraphy on large telescopes. *Beyond Conventional Adaptive Optics*.
- Rousset, G. (1999). *Wave-front sensors*, pages 91–+. Adaptive Optics in Astronomy.
- Saffe, C., Gomez, M., et Chavero, C. (2005). On the ages of exoplanet host stars. *A&A*, **443**, 609–626.
- Santos, N. C., Benz, W., et Mayor, M. (2005). Extrasolar Planets : Constraints for Planet Formation Models. *Science*, **310**, 251–255.
- Sato, I. et Yoshizawa, M. (1995). Filtering theory with orthogonal functions for two-dimensional astrometry. *A&AS*, **113**, 185–+.
- Shaklan, S. B. et Green, J. J. (2005). Low-Order Aberration Sensitivity of Eighth-Order Coronagraph Masks. *ApJ*, **628**, 474–477.
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., et Macintosh, B. A. (2002). Speckle Decorrelation and Dynamic Range in Speckle Noise-limited Imaging. *ApJ*, **581**, L59–L62.
- Smith, B. A. et Terile, R. J. (1984). A circumstellar disk around Beta Pictoris. *Science*, **226**, 1421–1424.
- Soummer, R. (2005). Apodized Pupil Lyot Coronagraphs for Arbitrary Telescope Apertures. *ApJ*, **618**, L161–L164.
- Soummer, R., Dohlen, K., et Aime, C. (2003a). Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph. *A&A*, **403**, 369–381.
- Soummer, R., Aime, C., et Falloon, P. E. (2003b). Stellar coronagraphy with prolate apodized circular apertures. *A&A*, **397**, 1161–1172.
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., et Jolissaint, L. (2007). Speckle Noise and Dynamic Range in Coronagraphic Images. *ApJ*, **669**, 642–656.
- Stone, R. C. (1989). A comparison of digital centering algorithms. *AJ*, **97**, 1227–1237.
- Tamura, M. et Abe, L. (2006). Direct Explorations of Exoplanets with the Subaru Telescope and Beyond. In C. Aime et F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 323–328.
- Terquem, C. et Halbwachs, J.-L. (2006a). Formation des planètes. *Formation planétaire et exoplanètes, Ecole thématique du CNRS, Goutelas (Loire), 23 - 27 mai 2005 Edited by J.-L. Halbwachs, D. Egret, and J.-M. Hameury. Strasbourg : Observatoire astronomique de Strasbourg et Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique (SF2A), 2006, p. 99-129 [http ://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/](http://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/)*, **28**, 99–129.

- Terquem, C. et Halbwichs, J.-L. (2006b). Migration des planètes. *Formation planétaire et exoplanètes, Ecole thématique du CNRS, Goutelas (Loire), 23 - 27 mai 2005 Edited by J.-L. Halbwichs, D. Egret, and J.-M. Hameury. Strasbourg : Observatoire astronomique de Strasbourg et Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), 2006, p. 131-154* <http://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/>, **28**, 131–154.
- Thomas, S. (2006). *Étude d'une optique adaptative pour l'astronomie dans le visible*. Ph.D. thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis.
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., et De Sterck, H. (2005). A Hydrogen-Rich Early Earth Atmosphere. *Science*, **308**, 1014–1017.
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., Beaulieu, J.-P., Yung, Y., Carey, S., Barber, R. J., Tennyson, J., Ribas, I., Allard, N., Ballester, G. E., Sing, D. K., et Selsis, F. (2007). Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. *Nature*, **448**, 169–171.
- Traub, W. A. et Vanderbei, R. J. (2003). Two-Mirror Apodization for High-Contrast Imaging. *ApJ*, **599**, 695–701.
- Trauger, J. T. et Traub, W. A. (2007). A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. *Nature*, **446**, 771–773.
- Troy, M. et Chanan, G. A. (2003). Diffraction effects from giant segmented mirror telescopes. In J. R. P. Angel et R. Gilmozzi, editors, *Future Giant Telescopes. Edited by Angel, J. Roger P.; Gilmozzi, Roberto. Proceedings of the SPIE, Volume 4840, pp. 81-92 (2003).*, volume 4840 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 81–92.
- Udry, S. (2001). Planètes extra-solaires. *Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000, edited by D. Egret, J.-L. Halbwichs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), p. 141.*, **23**, 141–+.
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Queloz, D., et Bertaux, J. . (2007). The HARPS search for southern extra-solar planets XI. Super-Earths (5 and 8 M Earth) in a 3-planet system. *ArXiv e-prints*, **704**.
- van de Kamp, P. (1963). Astrometric study of Barnard's star from plates taken with the 24-inch Sproul refractor. *AJ*, **68**, 515–+.
- Vanderbei, R. J. (2006). Diffraction Analysis of Two-dimensional Pupil Mapping for High-Contrast Imaging. *ApJ*, **636**, 528–543.
- Walden, V. P., Town, M. S., Halter, B., et Storey, J. W. V. (2005). First Measurements of the Infrared Sky Brightness at Dome C, Antarctica. *PASP*, **117**, 300–308.

- Wolszczan, A. et Frail, D. A. (1992). A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, **355**, 145–147.
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., et Vogt, S. S. (2004). Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars. *ApJS*, **152**, 261–295.
- Yano, T., Araki, H., Gouda, N., Kobayashi, Y., Tsujimoto, T., Nakajima, T., Kawano, N., Tazawa, S., Yamada, Y., Hanada, H., Asari, K., et Tsuruta, S. (2006). CCD Centroiding Experiment for Correcting a Distorted Image on the Focal Plane. *PASP*, **118**, 1448–1454.