



HAL
open science

Caractérisation des disques de débris par imagerie directe et haute résolution angulaire : les performances de NaCo et SPHERE

Julien Milli

► **To cite this version:**

Julien Milli. Caractérisation des disques de débris par imagerie directe et haute résolution angulaire : les performances de NaCo et SPHERE. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY048 . tel-01440824

HAL Id: tel-01440824

<https://theses.hal.science/tel-01440824>

Submitted on 19 Jan 2017

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

M. Julien Milli

Thèse dirigée par **Dr. David Mouillet**
et codirigée par **Dr. Dimitri Mawet**

préparée au sein de l'**Institut d'Astrophysique et de Planétologie de Grenoble** et de l'**Observatoire Européen Austral**
et de l'**École doctorale de physique**

Caractérisation des disques de débris par imagerie directe et haute résolution angulaire

Les performances de NaCo et SPHERE

Thèse soutenue publiquement le **23 Septembre 2014**,
devant le jury composé de :

M. Olivier ABSIL

Directeur de recherche à l'Université de Liège, Examinateur

Mme Anne-Marie LAGRANGE

Directrice de recherche à l'Institut d'Astrophysique et de Planétologie de Grenoble, Examinatrice

M. Alain LECAVELIER DES ETANGS

Directeur de recherche à l'Institut d'Astrophysique de Paris, Rapporteur

M. Dimitri MAWET

Astronome à l'Observatoire Européen Austral, Co-Directeur de thèse

M. Jean-Louis MONIN

Professeur à l'Université Joseph Fourier, Président

M. David MOUILLET

Astronome à l'Institut d'Astrophysique et de Planétologie de Grenoble, Directeur de thèse

M. Damien SÉGRANSAN

Directeur de recherche à l'Université de Genève, Rapporteur



Résumé

Les vingt-cinq dernières années ont connu une véritable révolution dans notre connaissance des systèmes planétaires avec plus de 1800 planètes extrasolaires connues à ce jour. L'étude observationnelle des disques de débris constitue l'approche proposée dans ce travail de thèse pour éclairer les processus de formation et d'évolution des systèmes planétaires. Ces disques circumstellaires sont constitués de particules de poussière générées par des collisions de petits corps appelés planétésimaux, en orbite autour d'une étoile de la séquence principale. La lumière stellaire qu'elles diffusent représente une observable particulièrement riche en informations sur l'architecture du système, mais difficile d'accès en raison du contraste élevé et de la faible séparation angulaire avec leur étoile. Le développement récent de nouveaux instruments à haut contraste équipés d'optique adaptative extrême représente un formidable potentiel pour l'étude de ces systèmes. Cette thèse se place dans le cadre de ces nouveaux développements et porte sur la caractérisation des disques de débris grâce à deux instruments qui équipent le VLT (Very Large Telescope) : NaCo et SPHERE (Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch). NaCo est en opération depuis plus de 10 ans et a connu plusieurs améliorations successives. SPHERE a été conçu et développé dans la même période, testé intensivement en laboratoire en 2013 et est actuellement en cours de vérification opérationnelle sur le télescope. Le caractère novateur de ce travail consiste à associer à l'étude des propriétés physiques des disques de débris, une expertise instrumentale poussée pour tirer le meilleur profit des observations. La première partie vise à développer et caractériser des méthodes de réduction de données innovantes adaptées aux observations de disques en lumière diffusée et au comportement de l'instrument. En particulier les atouts, performances et biais des techniques d'imagerie différentielle angulaire, polarimétrique et de soustraction de référence sont quantifiés. Ces méthodes sont appliquées, dans une seconde partie, à l'étude et la caractérisation de deux prototypes de disques de débris entourant les étoiles β Pictoris et HR 4796A. Elles permettent une analyse poussée de la morphologie de ces disques et révèlent de nouvelles asymétries, interprétées en terme de perturbateurs gravitationnels ou de propriétés de diffusion de la lumière par la poussière. Enfin une évaluation prospective des performances attendues et observées avec l'instrument SPHERE est détaillée dans la dernière section, basée sur des simulations et des mesures en laboratoire ou sur le ciel. Une comparaison avec NaCo révèle les points forts de SPHERE avant de conclure sur les questions scientifiques auxquelles les observations de disques de débris avec SPHERE pourront apporter des réponses.

Abstract

Over the last two and a half decades, the discovery of more than 1800 exoplanets has been a major breakthrough in our understanding of planetary systems. To shed light on the formation and evolution processes of such systems, I have chosen an observational approach based on the study of debris discs. These circumstellar discs are composed of dust particles constantly generated by collisions of small rocky bodies called planetesimals, orbiting a main-sequence star. The stellar light they scatter can be studied from the Earth and reveal a wealth of information on the architecture of the system. These observations are challenging because of the high contrast and the small angular separation between the disc and the star. The recent developments of new high-contrast instruments with extreme adaptive optic systems are therefore bringing new expectations for the study of these systems and set the framework of this PhD thesis. My work aims at characterising debris discs thanks to two instruments installed on the Very Large Telescope: NaCo and SPHERE (Spectro Polarimetric High contrast Exoplanet REsearch). NaCo has been in operation for more than a decade and has undergone many improvements. SPHERE has been designed and assembled in the same period, was intensively tested in laboratory in 2013, and is currently being commissioned on the telescope. The innovative approach of this PhD work is to combine the study of debris discs with strong instrumental expertise to get the best science results from the observations. The first part of the study aims at developing innovative data reduction techniques adapted to the observations of discs in scattered light and to the behaviour of the instrument. I quantify in particular the performances, advantages, and biases of the angular, polarimetric and reference-star differential imaging technique. In a next step, I apply those techniques to characterise two prototypes of debris discs, around the stars β Pictoris and HR 4796A. A detailed analysis of the morphology is carried out, which reveals new asymmetries interpreted in terms of gravitational perturbers or of dust scattering properties. Lastly, I detail the expected and measured performances of SPHERE, from simulations, laboratory and on-sky measurements. A comparison with NaCo reveals the assets of SPHERE and I conclude with the scientific questions SPHERE will be able to answer with new debris disc observations.

Remerciements

Je dédie cette thèse à mes parents qui, dès mon plus jeune âge, ont su entretenir et développer mon émerveillement devant la nature et les lois physiques qui la gouvernent, à travers le ciel étoilé bien sûr, à Valloire par exemple, mais aussi les volcans, la montagne, ou les grandes antennes de télécommunication à Mulhouse. Je dois aussi en grande partie mon parcours aux professeurs de physique et de mathématiques de l'enseignement secondaire et de classe préparatoire qui m'ont transmis leur goût pour la science et je souhaite en particulier saluer maître Petitjean, Marc Schaul et Jean-Pierre Demange ! Je souhaite remercier toutes celles et ceux qui ont pu me guider, m'écouter et me conseiller dans ce choix de m'orienter vers la recherche scientifique, après une première expérience dans l'ingénierie et la recherche et développement. Je ne regrette pas ce choix, bien au contraire !

Trois années se sont déjà écoulées depuis le début de ces travaux de thèse, un an dans la capitale des Alpes au sein de l'IPAG et deux ans dans celle des Andes à l'ESO. Elles se terminent maintenant par une intense période de rédaction et se concrétisent par ce mémoire. Ces trois années ont été inoubliables d'un point de vue scientifique et personnel. Elles m'ont donné l'occasion de côtoyer des personnes de grande qualité pour qui je garderai toujours un sentiment de profonde gratitude.

Tout d'abord, je suis immensément redevable de ma progression à mes encadrants et collaborateurs proches David, Dimitri et Anne-Marie. Leurs exceptionnelles qualités humaines, scientifiques et leur expertise complémentaire m'ont permis de trouver ma place dans le monde de la recherche sur les exoplanètes et les disques. Ils ont su guider mes efforts et ma démarche scientifique avec brio, et ce malgré la distance et les implications de chacun à haut niveau. Je me réjouis à présent de pouvoir poursuivre l'aventure avec eux pour les années qui viennent.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Jean-Charles, Christophe, Olivier, Gael, Steve et Zahed pour l'expertise sur les disques et les planètes dont ils m'ont fait bénéficier tout au long de ma thèse, ainsi que Julien G. pour l'approche instrumentale. Les conditions de travail ont été très bonnes, aussi bien à l'IPAG où Jean-Louis maintient un très bon dynamisme, qu'à l'ESO où Claudio et Paulina sont très attentionnés envers les doctorants et rendent ce cadre de vie stimulant.

J'ai vécu à l'IPAG de très agréables moments, avec Julien R., Fabien, Jacques, retrouvés plus tard dans la forêt vierge canadienne, Virginie et Marie, sans oublier Christophe et Romane pour les courses le long de l'Isère. A l'ESO, je remercie les thésards Joanne, Jos, Amy, Anna, Bruno, Romain, Michael, Florian qui ont contribué à rendre mon séjour ici très chaleureux.

Difficile d'être exhaustif, mais j'aimerais également saluer à ce stade mes amis Yannick, Béa, Fabien, Jonathan, Simon et Nicolas pour les bons moments passés au Chili, ainsi que Adrien, Uddhab.

Cette thèse est rédigée principalement en français, mais comporte les articles scientifiques dans la langue de Shakespeare, comme la plupart des figures. Les collaborations que j'ai menées pendant ces travaux ont dépassé le cadre francophone. Ce choix me paraît judicieux et permet ainsi de rendre la science présentée ici accessible à tous, tout en valorisant l'usage de la langue française.

Table des matières

Glossaire	7
Liste des abréviations	10
Introduction	13
1 Les disques de débris par imagerie directe	15
1.1 La recherche et caractérisation des systèmes planétaires et les moyens de détection	15
1.1.1 La poussière, premier indice de système extrasolaire découvert	15
1.1.2 La diversité des exoplanètes	16
1.2 Le modèle actuel de la formation planétaire	19
1.2.1 Deux principaux mécanismes envisagés	19
1.2.2 La migration planétaire, un ingrédient supplémentaire	20
1.3 Les disques de débris, marqueurs de la formation planétaire?	20
1.3.1 Les caractéristiques physiques des disques de débris	20
1.3.2 Le lien avec la formation planétaire	23
1.3.3 L’approche du travail de thèse	25
1.4 L’imagerie directe pour l’observation des disques	25
1.4.1 La motivation scientifique et les besoins instrumentaux sous-jacents	25
1.4.2 La haute résolution angulaire via l’optique adaptative	27
1.4.3 Le haut contraste et la limite du bruit de tavelures	31
1.5 Vaincre le bruit de tavelures quasi-statiques et augmenter le contraste	33
1.5.1 La coronographie	33
1.5.2 L’imagerie différentielle angulaire	34
1.5.3 L’imagerie différentielle polarimétrique	38
1.5.4 Le nouvel instrument SPHERE	42
2 L’obtention du haut contraste : caractérisation et soustraction de la fonction d’étalement de point	46
2.1 Etude des corrélations temporelles de la fonction d’étalement de point de NaCo	47
2.1.1 Description des outils d’analyse de la corrélation temporelle	47
2.1.2 Résultats : différentes vitesses de décorrélation	48
2.1.3 Analyse de la variabilité spatiale	49
2.1.4 Influence de la longueur d’onde : comparaison avec la bande L’	50
2.1.5 Influence du passage au méridien	53
2.1.6 L’apport de la simulation	54

2.1.7	Les premières comparaisons avec SPHERE/ IRDIS	56
2.1.8	Conclusions de l'étude : vers une analyse factorielle	56
2.2	Le développement d'une technique avancée de soustraction basée sur l'analyse en composantes principales	59
2.2.1	Aux origines de l'analyse en composantes principales	59
2.2.2	L'implémentation de l'analyse en composantes principales dans la chaîne de réduction de l'IPAG	59
2.2.3	Les points-clef de l'analyse en composantes principales	66
2.2.4	La soustraction de référence, une technique réhabilitée par l'analyse en composantes principales	70
2.2.5	Au-delà de l'analyse en composantes principales	72
2.3	L'imagerie différentielle angulaire des disques	74
2.3.1	Objets ponctuels et objets étendus	74
2.3.2	L'impact de la technique sur les propriétés des disques	74
2.3.3	L'impact de la technique d'analyse en composantes principales sur les propriétés des disques	93
2.4	La polarisation, une méthode efficace de haut-contraste	98
2.4.1	La correction de la polarisation instrumentale	98
2.4.2	Les performances du mode polarimétrique de NaCo	101
3	Observations et caractérisation par imagerie de deux célèbres archétypes de systèmes planétaires	104
3.1	β Pictoris, un laboratoire des théories d'évolution planétaire	104
3.1.1	Mesure simultanée de l'inclinaison des disques et de la planète	105
3.1.2	La planète β Pic b révélée par coronagraphie	107
3.1.3	Le disque révélé dans ses régions les plus internes à $3.8\mu\text{m}$	109
3.1.4	Simulation dynamique du disque de débris	123
3.2	HR 4796, un anneau aux propriétés intrigantes	127
3.2.1	La morphologie de l'anneau	127
3.2.2	Contraintes sur des perturbateurs gravitationnels potentiels	130
3.2.3	Une asymétrie frappante en polarimétrie	133
4	Les perspectives d'étude des systèmes planétaires avec SPHERE	146
4.1	La simulation de SPHERE	147
4.1.1	Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique : le cas de α Centauri B	147
4.1.2	Simulation d'imagerie différentielle angulaire des disques	154
4.1.3	Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique de disques avec ZIMPOL et IRDIS à partir de mesures en laboratoire	163
4.2	Comparaison avec les performances sur le ciel	168
4.2.1	Les premiers résultats de l'ADI	168
4.2.2	Les premiers résultats de ZIMPOL	171
4.3	Une redéfinition nécessaire du contraste à très courte séparation	172
4.4	Les perspectives d'étude des disques de débris	177
4.4.1	Exemple de proposition d'observation avec SPHERE	177
4.4.2	Les atouts de SPHERE sur NaCo pour l'étude des disques	179
4.4.3	Les axes d'étude futures et l'apport d'autres instruments	181
	Conclusion	183
	Annexes	185

A	La correction de l'efficacité de polarisation et de l'angle de polarisation sur l'étoile HR 4796 avec NaCo	185
A.1	Calibration de l'efficacité de polarisation	185
A.2	Calibration de la direction de polarisation	186
B	La position de la planète β Pictoris b par rapport au disque de débris	188
C	La recherche de compagnons à courte séparation autour de β Pictoris avec le coronographe AGPM	201
D	La morphologie du disque autour de l'étoile HR4796	206
E	Demande de temps d'observation sur l'étoile HR4796 avec NaCo et le coronographe AGPM	222
F	Demande de temps d'observation sur l'étoile HR4796 avec NaCo en mode polarimétrique	228
G	La simulation de SPHERE avec CAOS	234
H	Une nouvelle définition des limites de détection à courte séparation	236
I	La possibilité de détecter la poussière chaude pour la première fois par imagerie directe	249
J	Contraindre la distribution des planétésimaux de HR 4796 avec ALMA	256
	Liste de publication	258
	Bibliographie	269

Glossaire

analyse en composantes principales méthode d'analyse des données consistant à projeter des variables corrélées sur un nouvel espace dont les axes sont indépendants et maximisent la variance du nuage de points. Cette technique permet de mettre en évidence les variables pertinentes pour faciliter l'interprétation ou de réduire la dimensionnalité d'un problème. 56–60, 64, 67–71, 91, 92, 105–107, 159, 166, 172, 199

analyseur de surface d'onde dispositif optique permettant de mesurer la forme du front d'onde turbulent. 26, 28, 42, 48

angle de position écart angulaire entre un objet astrophysique du champ (en général un compagnon) et la direction du pôle nord céleste. 104, 125, 126, 175, 186

angle parallactique sur la sphère céleste, angle entre le zénith, l'objet céleste et le pôle céleste. 33, 34, 36, 64, 68, 158

dérotateur pièce optique mobile formée de trois miroirs en cascade permettant de tourner une image et de compenser ainsi la rotation de la pupille ou du champ selon le mode d'observation sélectionné. 158, 161

densité de probabilité en statistiques, fonction qui caractérise une loi de probabilité sous forme d'intégrales. 30, 45, 65

disque protoplanétaire disque circumstellaire de gaz et de poussière en rotation autour d'une étoile jeune nouvellement formée. 17–21, 91

exoplanète planète orbitant une étoile différente du soleil. 14, 16, 40

Herschel nom donné au plus grand télescope spatial infrarouge (3.5m de diamètre) en hommage à William Herschel qui découvrit l'infrarouge. Lancé en 2009, il est resté en opération trois ans et demi jusqu'en juin 2013, et a permis d'observer le rayonnement infrarouge lointain de 55 à 670 μ m grâce à trois instruments à son bord. 21, 145

Kepler satellite développé par la NASA pour détecter les exoplanètes par transit, lancé en 2009 et toujours en opération, bien que dans un mode de fonctionnement dégradé suite à une panne en 2013. 15

lame demi-onde lame biréfringente introduisant un déphasage d'une demi-période entre les deux composantes polarisées du faisceau incident. 39, 40, 96, 97, 99, 161, 179

largeur à mi-hauteur dans le cas la figure de diffraction d'une ouverture circulaire (tache d'Airy), correspond à λ/D . 25, 92, 125, 174

- miroir pupillaire de basculement** miroir en amont de l'instrument SPHERE, permettant de s'assurer du centrage de la pupille du télescope sur les optiques en aval. 158, 177
- noir** image obtenue avec le même temps de pose que l'image de science, mais obturateur fermé, qui permet d'évaluer le biais et le courant d'obscurité du détecteur afin de le soustraire aux images de science. 107
- plage de lumière uniforme** image obtenue sur un fond uniforme (ciel, dome ou lampe artificielle) utilisée pour corriger des différences de transmission entre les régions de l'image. 34, 97, 154, 158
- planétésimal** corps solide de dimension supérieure au km et formé par coalescence de grains lors de l'étape de formation planétaire. 14, 17–19, 21–23, 121, 179
- polarisation instrumentale** erreur affectant une mesure polarimétrique introduite par le télescope et l'instrument de mesure. 96, 97, 179
- pupille** ouverture d'un système optique qui détermine la quantité de lumière collectée par un télescope et la diffraction observée dans le plan image. Les aberrations de phase en plan pupille sont responsables des tavelures, la principale difficulté du haut contraste. 25, 27, 30, 51, 68, 154
- résonance de moyen mouvement** résonance orbitale se produisant entre deux objets en orbite autour d'un même astre lorsque le rapport entre leur période de révolution est une fraction simple, par exemple $2/3$ (couple Neptune/Pluton) ou $4/2$ (Mimas/Thétys). Une résonance peut être stable ou instable. 22
- rapport de Strehl** mesure de la qualité optique d'un système. Il est défini comme le rapport entre l'intensité au centre de l'image d'une source ponctuelle et sa valeur théorique en l'absence d'aberrations donnée par la limite de diffraction. 27–29, 34, 42, 50, 64, 169, 170, 178
- séquence principale** sur un diagramme couleur-luminosité la séquence principale représente une bande dans laquelle les étoiles sont en équilibre entre la force de pression due à la chaleur générée par la fusion nucléaire et la force de gravité. 15, 18
- seeing** qualifie la qualité du ciel. Il mesure la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement de point, en secondes d'arc. 25, 29, 52, 54, 64, 99, 157, 166, 169, 232
- Spitzer** satellite infrarouge en opération entre 2003 et 2009 de 75cm de diamètre, disposant de trois instruments pour l'imagerie et ou la spectroscopie dans l'infrarouge proche, moyen et lointain. 21, 145, 152, 180
- tavelure** tache observée en plan image, de la taille d'un élément de résolution, et due aux déformations du front d'onde introduite par la propagation de l'onde dans l'atmosphère turbulente ou à travers les optiques imparfaites du télescope. 25, 26, 29–32, 42, 47, 48, 51, 52, 56, 61, 64, 65, 72, 96, 103, 107, 154, 158, 159, 162, 171–174, 178, 181, 233
- temps de cohérence** temps caractéristique d'évolution des images en présence de turbulence. Il est de l'ordre de quelques millisecondes à 500nm. 25, 28, 42, 48, 50, 52, 54, 64, 99, 157, 166
- UT** Unit Telescope, nom donné aux quatre télescopes de 8.2m de diamètre qui sont installés sur la plate-forme du VLT au Cerro Paranal. 40, 131, 144, 161, 177, 220

vitesses radiales technique de détection d'exoplanètes basée sur le décalage Doppler du spectre de l'étoile en raison du mouvement de l'étoile autour du centre de masse du système formé par l'étoile et la/les exoplanète(s). 15, 17, 21, 121, 152, 177, 182

zodi unité de luminosité décrivant la quantité de poussière zodiacale autour d'une étoile. Un zodi correspond à la quantité de poussière dans le système solaire interne, soit une luminosité de $10^{-7}L_{\odot}$. 145

Liste des abbréviations

- 4QPM** Four Quadrant Phase Mask. 32, 105, 176, 178
- ACS** Advanced Camera for Surveys. 96
- ADC** correcteur de dispersion atmosphérique, en anglais Atmospheric Dispersion Corrector. 154, 158, 169, 232, 233
- ADI** Angular Differential Imaging. 32–34, 36, 56, 58, 68–70, 72, 91, 96, 99, 104, 106, 108, 128, 131, 145, 152, 159, 161, 166, 171, 172, 174–176, 180, 204
- ADU** Analog to Digital Units. 40
- AGPM** Annular Groove Phase Mask. 32, 68, 105, 107, 108, 121, 131, 170, 173, 177, 199, 220
- ALMA** Atacama Large Millimeter/submillimeter Array. 103, 123, 131, 132, 179, 182, 254
- APLC** Coronographe de Lyot apodisé ou APodized Lyot Coronagraph. 30, 32, 152, 166, 176
- APP** lame de phase apodisée, ou Apodizing Phase Plate. 170
- CA** accrétion du noyau, en anglais core accretion. 17
- cADI** classic Angular Differential Imaging. 34, 72, 91, 92, 104, 106, 125, 159
- CAOS** Code for Adaptive Optics Simulation. 145, 154, 158, 162, 164, 232
- CONICA** COudé Near-Infrared CAmera. 28, 96, 98
- CPI** Common Path and Infrastructure. 40, 144, 232
- DIMM** Differential Image Motion Monitor. 50
- DIT** temps de pose d’une image individuelle, ou Detector Integration Time. 45, 50, 58, 152
- ERIS** Enhanced Resolution Imager and Spectrograph. 178
- ESO** Observatoire Européen austral, ou European Southern Observatory. 105, 122, 144, 182
- ETH Zürich** Eidgenössische Technische Hochschule Zürich - École polytechnique fédérale de Zurich. 70
- ExPo** Extreme Polarimeter. 96, 97
- FEP** fonction d’étalement de point. 27, 29–34, 36, 42, 43, 45, 48, 52, 54, 56, 57, 60, 61, 65, 68, 69, 71, 72, 99, 106, 108, 125, 145, 152, 154, 157, 161, 166, 176, 177
- GI** instabilité gravitationnelle, en anglais gravitational instability. 17

- GPI** Gemini Planet Imager. 25, 26, 96, 106, 132, 178–182, 234, 247
- GRaTeR** GRenoble RAdiative TransFER. 122, 154
- GTO** Guaranteed Time of Observations. 144
- HiCIAO** High-Contrast Coronagraphic Imager for Adaptive Optics. 96
- HST** Hubble Space Telescope. 24, 70, 96, 125, 131, 178
- IAU** Union Astronomique Internationale, International Astronomical Union. 21, 108
- IFS** Integral Field Spectrograph. 42, 145, 177, 178
- IPAG** Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble. 40, 57, 67, 70, 144
- IRAS** InfraRed Astronomical Satellite. 14, 18, 125
- IRDIS** InfraRed Dual-beam Imaging and Spectroscopy. 39, 42, 54, 144, 145, 152, 154, 159, 161–164, 166, 169, 175, 177, 178, 180, 233
- LOCI** Locally Optimized Combination of Image. 36, 56, 64, 67, 72, 91, 92, 125
- Ma** millions d’années. 17–19, 102, 121, 125, 176, 177
- mas** milliseconde d’angle. 25, 125, 126, 129, 152, 162, 164, 173–178
- MUSE** Multi-Unit Spectroscopic Explorer. 131
- NaCo** NAOS-CONICA. 11, 25, 26, 28, 29, 39, 43, 45, 46, 52, 54, 65, 68, 69, 91, 96–99, 105, 121, 123, 131, 132, 162, 166, 175–177, 179, 181, 185, 199, 220, 226
- NAOS** Nasmyth Adaptive Optics System. 28, 98, 183, 184
- NICI** Near Infrared Coronagraphic Imager. 126
- NICMOS** Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer. 70, 125, 131, 178, 181
- OA** optique adaptative. 26–30, 34, 36, 40, 42, 46, 50, 51, 56, 57, 64, 65, 68, 125, 145, 158, 163, 166, 169, 178, 179, 232
- PDI** Polarimetric Differential Imaging. 33, 36, 56, 145, 161, 175, 176
- PI** Principal Investigator. 68, 96
- rADI** radial Angular Differential Imaging. 36, 56, 72, 91, 105, 106
- RMS** Root Mean Square. 66, 154, 157
- sADI** smart Angular Differential Imaging. 34, 36, 56, 72, 91, 104, 105
- SAM** masquage de pupille, ou Sparse Aperture Masking. 129
- SBD** distribution de brillance de surface, ou Surface Brightness Distribution. 91, 92
- SDI** Spectral Differential Imaging. 33, 42, 56, 164, 166
- SED** distribution spectrale d’énergie, en anglais spectral energy distribution. 14, 20, 21, 23, 125, 132, 175, 179
- SNR** rapport signal à bruit ou Signal to Noise Ratio. 45, 46, 48, 54, 56, 66, 68, 91, 92, 96, 106–108, 131, 166, 176, 183
- sPCA** smart Principal Component Analysis. 105, 106

SPHERE Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch. 11, 12, 26, 28, 31, 40, 43, 52, 54, 56, 64, 65, 68, 96, 99, 121, 124, 132, 144, 145, 157, 159, 161, 166, 170, 175, 177–179, 181, 182, 232, 234

STIS Space Telescope Imaging Spectrograph. 123, 178

STScI Space Telescope Science Institute. 70

ua unités astronomiques. 15–22, 24, 103, 178, 180, 247

UV ultra-violet. 102

VLT Very Large Telescope. 11, 25, 28, 40, 52, 68, 69, 96, 105, 108, 144, 152, 179

WISE Wide-Field Infrared Survey Explorer. 69

ZIMPOL Zürich Imaging Polarimeter. 39, 42, 144, 145, 161, 163, 164, 166, 175–178, 180

Introduction

Trois questions majeures¹ aiguillent les recherches en astrophysique :

- Sommes-nous seuls dans l'univers et quelles sont les conditions nécessaires à la formation planétaire et l'émergence de la vie ?
- Quelles sont les lois physiques fondamentales à l'oeuvre dans les étoiles et les galaxies ?
- Quelle a été et quelle sera l'évolution de l'univers ?

Ces questions interpellent l'humanité depuis l'Antiquité et la décennie écoulée a apporté beaucoup d'éléments nouveaux dans ces trois domaines. A titre d'exemple, le prix de Nobel de physique 2011 a été décerné à trois astrophysiciens ayant démontré l'accélération de l'expansion de l'univers au moyen de l'observation de supernovae de type Ia ([Riess et al. 1998](#); [Perlmutter & Riess 1999](#)).

Mon travail de recherche s'inscrit dans l'humble perspective d'apporter quelques éléments de réponses à la première question présentée ci-dessus, par l'étude, d'un point de vue observationnel, d'une étape de l'évolution des systèmes planétaires : les disques de débris. Ceux-ci constituent l'analogue de la ceinture d'astéroïdes et de la ceinture de Kuiper dans notre système solaire. Mes recherches se placent à la croisée de trois approches méthodologiques en astrophysique :

1. l'instrumentation, sans laquelle nous ne pourrions pas récolter des données sur lesquelles baser les théories de formation et d'évolution planétaire. Plus précisément, j'ai participé au développement et au déploiement d'un instrument de haut contraste et de haute résolution angulaire appelé Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE). J'ai également utilisé l'instrument existant NAOS-CONICA (NaCo) qui équipe l'un des quatre télescopes de l'observatoire du Very Large Telescope (VLT) au Chili, et j'ai participé à la vérification scientifique d'un nouveau mode d'observation coronographique.
2. le traitement des données, un domaine-clef de l'astrophysique qui permet d'analyser d'un point de vue critique les observations en extrayant le maximum d'informations et en fournissant les incertitudes associées à chaque mesure.
3. l'étude de la dynamique et du transfert de rayonnement au sein des disques de débris, qui permet de faire avancer notre compréhension de ces systèmes en validant ou remettant en question les théories existantes.

Dans la section 1, j'introduis les disques de débris et l'intérêt de leur étude dans le cadre de la compréhension des systèmes planétaires. Je présente également une technique d'observation adaptée à leur caractérisation : l'imagerie directe. Je décris ensuite en section 2 les méthodes de traitement de données que j'ai développées afin d'obtenir des images à haut contraste de disques

1. A ce sujet, lire la NASA Roadmap 2013 ([Kouveliotou et al. 2014](#)), une vue très complète et accessible des futurs défis de l'astrophysiques du point de vue l'agence spatiale américaine et le programme [Cosmic Vision](#) de l'agence spatiale européenne qui détaille les perspectives de la recherche européenne de 2015 à 2025.

circumstellaires. J'illustre ces méthodes en section 3 sur deux célèbres exemples astrophysiques. Dans la section 4, je conclus cette étude en présentant les résultats en simulation, en laboratoire et sur le ciel du nouvel instrument dédié à la détection d'exoplanètes et de disques circumstellaires SPHERE.

Chapitre 1

Les disques de débris par imagerie directe

Sommaire

1.1	La recherche et caractérisation des systèmes planétaires et les moyens de détection	15
1.1.1	La poussière, premier indice de système extrasolaire découvert	15
1.1.2	La diversité des exoplanètes	16
1.2	Le modèle actuel de la formation planétaire	19
1.2.1	Deux principaux mécanismes envisagés	19
1.2.2	La migration planétaire, un ingrédient supplémentaire	20
1.3	Les disques de débris, marqueurs de la formation planétaire? . . .	20
1.3.1	Les caractéristiques physiques des disques de débris	20
1.3.2	Le lien avec la formation planétaire	23
1.3.3	L'approche du travail de thèse	25
1.4	L'imagerie directe pour l'observation des disques	25
1.4.1	La motivation scientifique et les besoins instrumentaux sous-jacents . . .	25
1.4.2	La haute résolution angulaire via l'optique adaptative	27
1.4.3	Le haut contraste et la limite du bruit de tavelures	31
1.5	Vaincre le bruit de tavelures quasi-statiques et augmenter le contraste	33
1.5.1	La coronographie	33
1.5.2	L'imagerie différentielle angulaire	34
1.5.3	L'imagerie différentielle polarimétrique	38
1.5.4	Le nouvel instrument SPHERE	42

1.1 La recherche et caractérisation des systèmes planétaires et les moyens de détection

1.1.1 La poussière, premier indice de système extrasolaire découvert

Jusqu'au début des années 1990, le système solaire constitue l'unique exemple de système planétaire connu. Son étude a bénéficié des apports considérables des missions spatiales. Elle nous livre un résultat possible de l'évolution stellaire et planétaire après 4.6 milliards d'années, mais cela ne saurait être généralisable à d'autres étoiles, d'où la nécessité de découvrir et d'étudier d'autres systèmes planétaires à différents stades d'évolution, qu'on appelle des systèmes exoplanétaires.

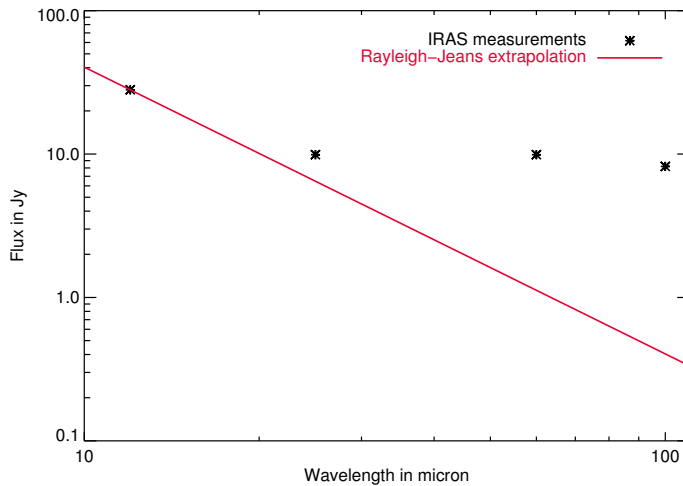


FIGURE 1.1 – *SED de l'étoile Véga mesurée par le satellite IRAS (Aumann 1985). La ligne en trait plein indique le comportement attendu de l'émission photosphérique selon la loi de Rayleigh-Jeans ($F_\nu \propto \lambda^{-2}$). Les mesures montrent un excès de flux au-delà de $25\mu\text{m}$ dû à l'émission thermique de la poussière circumstellaire.*

L'étude du système solaire ne se limite pas à la présence de huit planètes en orbite autour du soleil mais inclut également plusieurs populations de planétésimaux : astéroïdes, comètes et planètes naines, qui orbitent dans le plan de l'écliptique, ainsi que des particules de poussière créées lors de leurs collisions.

Plus facile à détecter qu'un objet massif via son émission thermique, la poussière constitue d'ailleurs le premier indice d'un système planétaire qui fut détecté hors du système solaire. Aumann (1985) rapporte en effet la détection, de manière sérendipiteuse, d'un excès infrarouge autour de l'étoile Véga en 1983, grâce au satellite InfraRed Astronomical Satellite (IRAS). Jusqu'alors, les mesures réalisées dans le visible et l'infrarouge proche montraient que le spectre des étoiles de la séquence principale correspondait à celui d'un corps noir, comme c'est le cas pour le soleil dont la température effective T_{eff} est de 5800K . Néanmoins la vérification expérimentale de la loi de Rayleigh-Jeans (approximation du spectre d'un corps noir dans le domaine des grandes longueurs d'onde) n'avait jamais pu être réalisée auparavant en raison de l'opacité de l'atmosphère empêchant toute mesure depuis le sol. Véga partageait cette caractéristique avec trois autres étoiles, β Pictoris, ϵ Eridani et Fomalhaut, qui furent surnommées les quatre étoiles fabuleuses. Toutes présentaient ce fort excès infrarouge : le flux mesuré par IRAS à la longueur d'onde de $60\mu\text{m}$ dépasse le flux de la photosphère de l'étoile d'un facteur pouvant atteindre 400. Ce comportement est illustré par la Figure 1.1 pour l'étoile Véga. L'analyse de la distribution spectrale d'énergie, en anglais spectral energy distribution (SED), c'est-à-dire l'étude de la densité de flux d'une étoile en fonction de la longueur d'onde, constitue donc la première technique de détection indirecte de poussière extrasolaire, indices de la présence éventuelle d'un système planétaire.

1.1.2 La diversité des exoplanètes

En un peu moins d'un quart de siècle, notre connaissance du voisinage du soleil connaît une petite révolution, comme en témoigne le nombre d'exoplanètes à ce jour : 1807^1 , et environ autant en attente de confirmation. La patience et la rigueur d'analyse ont été les qualités indiscutables des astronomes suisses Michel Mayor et Didier Queloz, qui annoncent en 1995 la découverte de la première planète en orbite autour d'une étoile semblable au soleil, grâce au télescope de 1.93m de l'observatoire de Haute-Provence (Mayor & Queloz 1995). Il s'ensuit une véritable chasse aux exoplanètes (Figure 1.2 à gauche), dont l'un des objectifs très motivant est la

1. au 6 Juillet 2014, d'après <http://exoplanet.eu>

recherche de planètes de type terrestres orbitant la zone habitable de leur étoile hôte, c'est-à-dire la zone dans laquelle la molécule d'eau H_2O peut exister à l'état liquide (Selsis 2007). L'extrême diversité des systèmes découverts constitue l'un des résultats les plus marquants de ces recherches et la compréhension de la formation et de l'évolution de ces systèmes est également un objectif très stimulant. Notre système solaire nous donne l'exemple de planètes peu excentriques ($e < 0.2$) alignées à plus ou moins quelques degrés selon le plan de l'écliptique, avec une distinction bien marquée entre des planètes rocheuses de faible rayon orbital jusqu'à quelques unités astronomiques (ua) et des géantes gazeuses entre 5 et 60ua (Figure 1.3). Au contraire la moisson d'exoplanètes découvertes jusqu'à présent nous dévoile une population importante de géantes gazeuses de plusieurs fois la masse de Jupiter, orbitant très près de leur étoile (demi-grand axe $a < 0.1\text{ua}$), des planètes aux orbites fortement excentriques (Figure 1.2 à droite) ou bien désaxées par rapport à l'axe de rotation de leur étoile. Les étoiles hôtes sont quant à elles très diverses, de tout type spectral, et de tout âge avec aussi bien des étoiles très jeunes n'ayant pas encore rejoint la séquence principale que des naines blanches, seules ou membres de systèmes multiples.

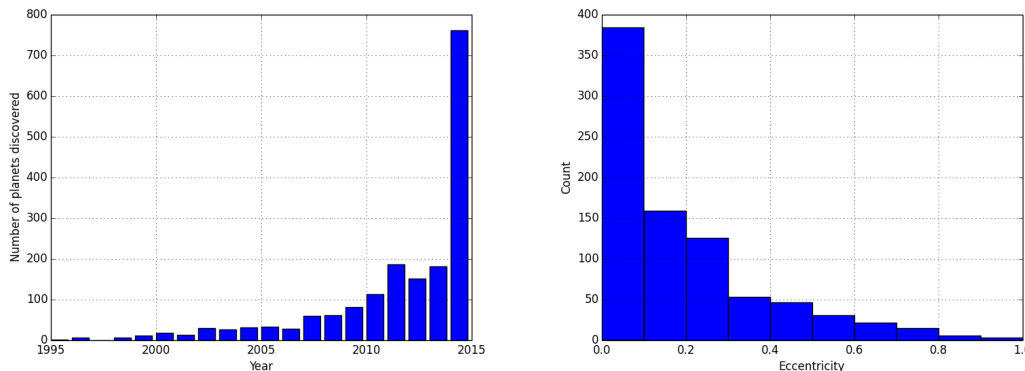


FIGURE 1.2 — *Gauche* : Nombre d'exoplanètes découvertes par année depuis 1995 (d'après <http://exoplanet.eu> au 6 juillet 2014). *Droite* : histogramme de l'excentricité des 846 exoplanètes dont la valeur de ce paramètre est connue.

La plupart des planètes ont été détectées par deux techniques : la méthode des transits qui consiste à détecter la baisse de luminosité de l'étoile lorsque la planète transite devant l'étoile, et la méthode des vitesses radiales qui consiste à mesurer par spectroscopie le décalage Doppler lié à la rotation de l'étoile autour du centre de masse du système. Chaque technique de détection possède un biais observationnel, bien visible sur la Figure 1.3. Il est plus facile par exemple de détecter par transit des planètes de courte période et de large rayon. L'imagerie directe permet quant à elle de détecter des planètes géantes suffisamment séparées angulairement et suffisamment brillantes pour les distinguer du halo stellaire. L'exercice délicat consistant à prendre en compte les biais de chaque méthode permet de tirer les premières statistiques. Ainsi, les résultats obtenus par les vitesses radiales avec le spectromètre HARPS montrent que plus de 50% des étoiles de type solaire possèdent au moins une planète de période inférieure à 100 jours (Mayor et al. 2011). La couverture temporelle est maintenant suffisante et les moyens de détection suffisamment aboutis pour obtenir les premières statistiques sur des super-Terres voire des Terres. Bonfils et al. (2013) avec le même instrument estiment la fréquence de super-Terres de masse projetée entre 1 et $10M_{\oplus}$ dans la zone habitable autour d'étoiles de type M à $41\%_{-13}^{+54}$. Plus récemment et en faisant appel à la technique complémentaire des transits et à la mission spatiale Kepler Petigura et al. (2013) concluent que $5.7\%_{-2.2}^{+1.7}$ des étoiles de type solaire possèdent

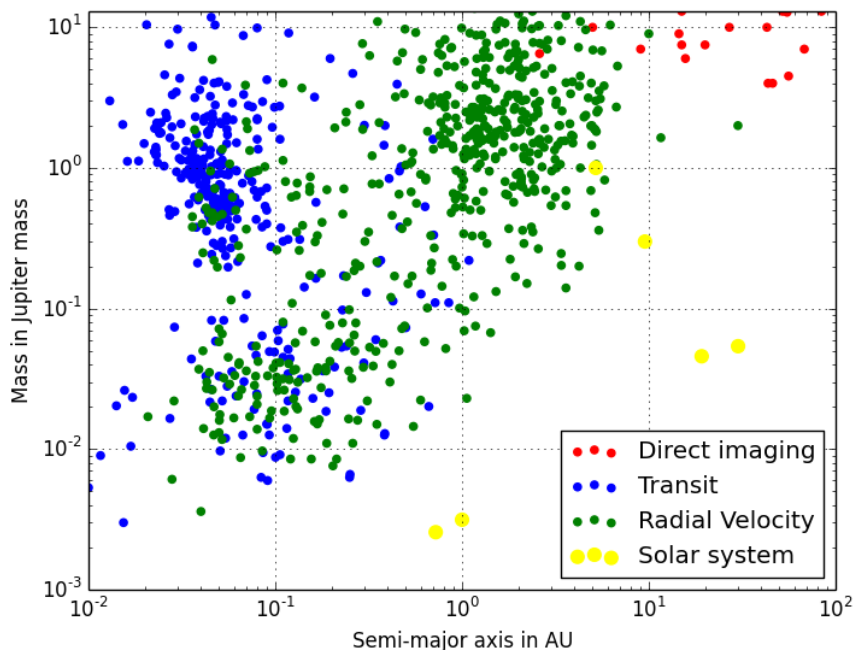


FIGURE 1.3 — *Masse en fonction du demi-grand axe pour les exoplanètes découvertes par imagerie, transit ou vitesses radiales, par rapport aux planètes du système solaire (d’après <http://exoplanet.eu> au 6 juillet 2014).*

une planète de type terrestre ($1 - 2M_{\oplus}$) ayant une période orbitale entre 200 et 400 jours, chiffre revu par Foreman-Mackey et al. (2014) à $1.6\%_{-0.7}^{1.1}$ de par son choix de la probabilité a priori.

Dans ce paysage, l’imagerie directe a permis la détection de 18 candidats d’exoplanètes², à la date du 6 juillet 2014. Elle a montré que peu de planètes très massives se trouvent sur de très larges orbites au-delà de 60ua. C’est une technique difficile et de nombreuses campagnes se sont conclues par des non-détections (e.g. Ehrenreich et al. 2010; Chauvin et al. 2010; Janson et al. 2011; Delorme et al. 2012; Nielsen et al. 2013), ce qui a toutefois permis de déterminer des limites supérieures à la présence de géantes gazeuses à grande séparation. Nielsen et al. (2013) montrent ainsi que moins de 20% des étoiles de type spectral A ou B possèdent des planètes géantes de plus de $4M_{\text{Jup}}$ entre 59 et 490ua à un niveau de confiance de 95%, confirmant ainsi la fréquence maximale de 25% obtenue par Rameau et al. (2012) pour des étoiles de types spectraux B à F et des planètes de 5 à $13M_{\text{Jup}}$ entre 40 et 600ua. Ces résultats sont encore peu contraignants pour le moment mais quelques détections de planètes de seulement quelques masses de Jupiter à faible séparation marquent l’entrée dans une nouvelle phase pour ces études. En excluant le cas de Fomalhaut b dont la nature est encore débattue, les deux planètes les moins massives découvertes à ce jour sont GJ 504 b (Kuzuhara et al. 2013) et HD 95086 b (Rameau et al. 2013a) avec des masses de $4_{-1.0}^{+4.5}M_{\text{Jup}}$ et $5M_{\text{Jup}} \pm 2$, toutes deux orbitant à plus de 40ua de leur étoile. A l’opposé, on a même découvert très récemment, une planète de $11M_{\text{Jup}} \pm 2$ à ~ 2000 ua de son étoile (Naud et al. 2014), ce qui constitue un cas très particulier. Dans ces conditions, les mécanismes de formation sont nécessairement distincts de ceux à l’oeuvre dans le système solaire et les apports de l’imagerie directe ont largement contribué à faire progresser

2. selon <http://exoplanet.eu> en ne considérant que les détections de moins de $13M_{\text{Jup}}$ et en excluant les planètes flottantes.

la compréhension de ces mécanismes.

1.2 Le modèle actuel de la formation planétaire

Il a été établi très tôt que les systèmes planétaires naissent au sein de disques protoplanétaires massifs qui résultent de l'effondrement de la nébuleuse protostellaire (Kuiper 1951). Pour le système solaire, la masse minimale de cette nébuleuse est évaluée à $10^{-2}M_{\odot} \approx 10M_{\text{Jup}}$ (Williams & Cieza 2011). Le disque protoplanétaire contient à la fois du gaz et des poussières, dans un rapport massique d'environ 100 :1 et a une extension de 50 à 200ua en moyenne. Ce sont là les ingrédients des futures planètes. Les observations de la poussière primordiale montrent que le disque se dissipe ensuite sur une échelle de temps de l'ordre de 2 à 3 millions d'années (Ma), pouvant aller jusque 10 Ma, sous l'action de différents processus : accréation visqueuse par l'étoile, photo-évaporation, pression de radiation, et coagulation des grains de poussière pour former des planétésimaux. Ce résultat est important car il permet de fixer une limite supérieure au temps de formation planétaire qui doit être achevé en 10Ma.

1.2.1 Deux principaux mécanismes envisagés

Deux familles de mécanismes ont été proposées pour expliquer la formation des géantes gazeuses, qui doivent être complétées par des phénomènes de migration planétaire afin d'expliquer la diversité des systèmes découverts (Chabrier et al. 2014).

- accréation du noyau, en anglais core accretion (CA) (Safronov 1972; Pollack et al. 1996). Il s'agit du premier mécanisme proposé pour expliquer la formation de planètes géantes gazeuses. Il procède de manière ascendante en supposant l'accréation de planétésimaux autour d'un noyau solide de 5 à 10 masses terrestres, suffisamment massif pour déclencher l'accréation boule de neige d'une enveloppe gazeuse sous l'action de la gravité. La formation de ce noyau massif demande une densité surfacique de planétésimaux suffisante, avant que le gaz du disque protoplanétaire se soit dissipé, ce qui contraint la distance minimale et maximale à l'étoile à l'intérieur de laquelle ce mécanisme est viable. Ces limites dépendent de la densité de planétésimaux et/ou de gaz (Mandell et al. 2007). La plupart des planètes à courtes périodes détectées par transit ou vitesses radiales se sont probablement formées par accréation du noyau. Le principal point faible de cette théorie est lié au temps nécessaire pour former une planète géante, environ 10Ma alors que la durée de vie moyenne du disque protoplanétaire est évaluée en moyenne à 6 millions d'années (Haisch et al. 2001). Pour contourner cette difficulté, un second mécanisme, qui procède de manière descendante a été proposé.
- la fragmentation du disque par instabilité gravitationnelle, en anglais gravitational instability (GI) (Cameron 1978; Boss 2002) Ces scénarios requièrent un disque protoplanétaire suffisamment massif et froid pour devenir gravitationnellement instable et s'effondrer sur lui-même, donnant ainsi naissance à des planètes gazeuses massives avec peu voire pas de matériel solide dans le noyau. Cette théorie prédit l'apparition de bras spiraux, qui sous l'action de leur propre gravité, se fragmentent pour donner naissance aux précurseurs de planètes géantes.

A cela, on peut ajouter les théories de formation par fragmentation gravo-turbulente du nuage protoplanétaire (Mac Low & Klessen 2004). Elles font intervenir l'action combinée de la turbulence et la gravité. Elles permettent d'expliquer la formation des naines brunes et s'appliquent sans doute également aux exoplanètes les plus massives.

1.2.2 La migration planétaire, un ingrédient supplémentaire

Expliquer la présence de géantes gazeuses sur des orbites très courtes a donc nécessité l'introduction d'une hypothèse supplémentaire : la migration planétaire (Lin et al. 1996). Alibert et al. (2005) modélisent ainsi l'évolution du disque protoplanétaire en présence de migration et démontrent que cet ingrédient permet d'accélérer de manière significative la formation de planètes géantes par accrétion du noyau, la rendant ainsi compatible avec la durée de vie du disque. Cette théorie progresse en parallèle avec les travaux réalisés sur le passé de notre propre système solaire, qui a lui aussi connu un épisode de migration à l'origine d'une forte instabilité dynamique 600 Ma après la formation du soleil, déclenchée par l'entrée en résonance de Jupiter et Saturne (Gomes et al. 2005).

Les migrations planétaires peuvent être liées à des interactions entre planètes comme dans le cas du système solaire (connu sous le nom anglais de planet-planet scattering), entre la planète et un disque de planétésimaux (Murray et al. 1998 appelé alors planetesimal scattering). Ce type de migration est le mécanisme privilégié pour expliquer la présence de géantes gazeuses découvertes par imagerie directe au-delà de 10 à 20 ua. Les migrations peuvent également être liées à des interactions entre la planète et le gaz du disque protoplanétaire via un transfert de moment cinétique. Ce mécanisme a été de loin le plus étudié, et se subdivise en migration de type I ou II selon la masse de la planète par rapport à la hauteur du disque. Il aboutit le plus souvent à une migration vers l'étoile.

1.3 Les disques de débris, marqueurs de la formation planétaire ?

Lorsque l'étoile rejoint la séquence principale, le disque protoplanétaire s'est dissipé mais laisse derrière lui différents éléments : des planètes de toutes tailles jusqu'aux super-Jupiters, des restes éventuels du disque protoplanétaire sous forme de poussière ou de gaz en faible quantité, et une ou plusieurs ceintures de planétésimaux de taille allant des planètes naines de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre jusqu'aux particules de poussière de taille submicronique. Ces anneaux de corps solides et de poussière sont regroupés sous le terme générique de disques de débris (Krivov 2010). Ainsi, le disque de débris du système solaire regroupe tous les corps en orbite à l'exception des huit planètes. Ils sont concentrés principalement dans deux anneaux : la ceinture d'astéroïdes de 2 à 3.5ua et la ceinture de Kuiper de 30 à 48ua (Wyatt 2008). Les mesures avec le satellite infrarouge IRAS révélèrent que le cas du soleil n'est pas isolé parmi ses voisins (Oudmaijer et al. 1992).

1.3.1 Les caractéristiques physiques des disques de débris

Les caractéristiques principales des disques de débris sont résumées dans le tableau 1.1 et comparées à celles des disques protoplanétaires.

Comme le nom le suggère, la caractéristique principale d'un disque de débris est la présence d'un équilibre collisionnel, qui permet d'expliquer la présence de poussière à courte durée de vie dans l'environnement circumstellaire. En effet, la pression de radiation de l'étoile et les destructions par collisions devraient éliminer les grains de poussière sur des échelles de temps courtes par rapport à l'âge de l'étoile. Ils sont donc nécessairement produits en permanence par un phénomène de cascade collisionnelle : il s'agit de poussière de seconde génération, à la différence de la poussière primordiale du disque protoplanétaire. En amont, cette cascade est alimentée par les planétésimaux les plus grands, dont les collisions créent des particules de plus en plus petites jusqu'à atteindre une fine poussière, qui est finalement éjectée du système lorsqu'elle atteint une taille critique pour laquelle la pression de radiation l'emporte sur la force de gravité (Krivov 2010).

TABLE 1.1 – *Caractéristiques physiques des disques de débris par opposition aux disques protoplanétaires (Wyatt 2008).*

	disque protoplanétaire	disque de débris
Etoile hôte	pré-séquence principale	séquence principale
Age	< 10Ma	de ~ 10Ma à 10 milliards d'années
Épaisseur optique	optiquement épais	optiquement fin
Masse de poussière	> $10M_{\oplus}$	< $1M_{\oplus}$
Masse de gaz	$\sim 100 \times M_{\text{poussière}}$	très faible
Morphologie	Extension de 0.1 à 100 ua, bord interne de séparation et forme variables	un ou plusieurs anneaux concentriques parfois structurés
Origine de la poussière	primordiale	collisions

L'orbite des poussières dépend de l'intensité relative de la force de gravitation F_G et de la pression de radiation F_{PR} . Ces deux forces sont inversement proportionnelles au carré de la distance héliocentrique et agissent en des sens opposés. Ainsi en notant β le rapport $\frac{F_{\text{PR}}}{F_G}$, les deux forces se résument à une seule expression :

$$F = -\frac{GM_*m}{r^2}(1 - \beta) \quad (1.1)$$

dans lequel M_* est la masse de l'étoile, m la masse de la particule de poussière, r sa distance héliocentrique et G la constante de gravitation. Le paramètre β dépend de la nature du grain, ainsi que de la masse et luminosité de l'étoile. Pour un grain sphérique, absorbant entièrement la radiation incidente, la valeur de β est donnée par l'équation (Krivov 2010) :

$$\beta = 0.574 \left(\frac{L_*}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{M_*} \right) \left(\frac{1\text{g/cm}^3}{\rho} \right) \left(\frac{1\mu\text{m}}{a} \right) \quad (1.2)$$

où a est la taille du grain en μm , ρ la densité en g/cm^3 et L_*/L_{\odot} et M_*/M_{\odot} la luminosité et la masse de l'étoile en mesure solaire. On peut distinguer trois classes d'orbites selon la valeur du paramètre β , illustrées par la Figure 1.4 :

- si $0 \leq \beta < 0.5$, la particule est liée et possède une trajectoire circulaire ($\beta = 0$) ou elliptique ($0 < \beta < 0.5$)
- si $0.5 \leq \beta < 1$, la particule n'est plus liée et possède une trajectoire parabolique ($\beta = 0.5$) ou hyperbolique $\beta > 0.5$
- si $\beta \geq 1$, la force de radiation domine la force de gravité, la particule décrit également une trajectoire hyperbolique et s'éloigne de l'étoile de manière accélérée.

La valeur critique $\beta = 0.5$ correspond donc à la frontière entre une orbite liée et non-liée à l'étoile. Pour un grain sphérique de densité 1g/cm^3 autour d'une étoile de luminosité et masse solaires, cette frontière correspond à une taille $a_{\text{min}} = 1.15\mu\text{m}$ d'après l'équation 1.2, limite inférieure de la cascade collisionnelle. Cette taille limite dépend évidemment fortement de la forme, la porosité et la densité du grain. La physique des collisions est très riche et fait l'objet de nombreuses modélisations (e.g. Thébault & Augereau 2007) et expérimentations. L'un des résultats pionniers est la théorie de Dohnanyi (1969), qui montre que dans l'anneau de planétésimaux la distribution de taille des particules générées par les collisions suit une loi exponentielle de la forme $\frac{dn}{da} \propto a^{-3.5}$, où $n(a)$ représente le nombre de particules de taille a . On a donc une surabondance de petits

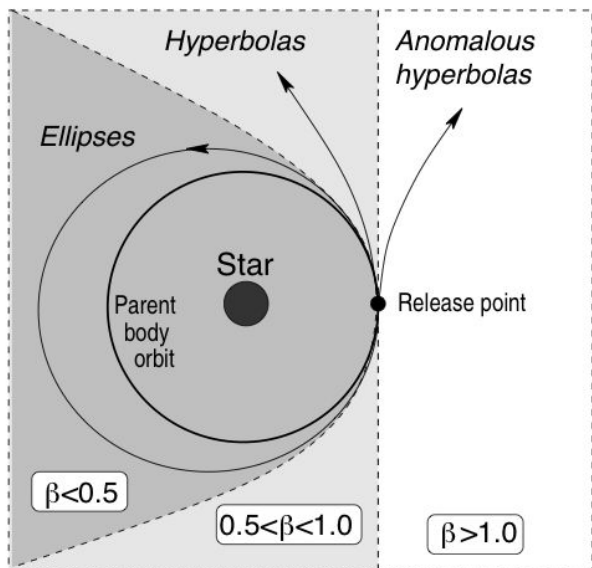


FIGURE 1.4 – Les trois différents types d’orbites des particules de poussière selon la valeur du rapport β entre la pression de radiation et la gravité, pour une particule générée par un corps parent sur une orbite circulaire (Krivov 2010).

grains, dont la contribution à l’efficacité de diffusion moyenne du disque est majoritaire. La lumière diffusée du disque reflète donc la distribution des plus petites particules. En revanche la masse d’un disque de débris est dominée par les objets de plus grande taille. La quantité totale de poussière produite par les collisions est en général inférieure à une masse terrestre, si bien que les disques de débris sont optiquement fins. Cela représente d’ailleurs une des difficultés pour leur détection en lumière diffusée. L’épaisseur optique, notée τ , permet de quantifier la fraction d’énergie perdue par absorption et diffusion du rayonnement de l’étoile par la poussière, qui vaut $e^{-\tau}$.

La majorité des disques de débris étant détectée par leur excès infrarouge, la caractérisation des disques de débris d’un point de vue observationnel se fait principalement au moyen de la photométrie non résolue du disque à différentes longueurs d’onde de l’infrarouge, ce qui permet ainsi d’obtenir la SED du disque. Dans beaucoup de cas, comme pour les premières mesures de SED de Végas représentées sur la Figure 1.1, seuls quelques points photométriques sont disponibles et l’on a alors l’habitude de caractériser le disque par un modèle simple d’émission de corps noir, à l’aide de deux paramètres : sa température effective et la luminosité fractionnelle f , définie comme le rapport L_{IR}/L_* entre la luminosité de la poussière dans l’infrarouge L_{IR} et celle de l’étoile L_* . Les disques de débris présentent tous des luminosités fractionnelles inférieures à 10^{-2} (Lagrange et al. 2000), à la différence des disques protoplanétaires. La luminosité fractionnelle est directement liée à l’épaisseur optique du disque. Dans le cas d’un modèle simple de poussière optiquement fine distribuée uniformément dans un tore fin de largeur dr , de rayon r et de hauteur $2dz$, l’épaisseur optique perpendiculairement au disque est $\tau_{\perp} = \frac{2rf}{dr}$ et dans le plan du disque $\tau_{\parallel} = \frac{rf}{dz}$ (Wyatt 2008).

Les disques de débris étant optiquement fins, la température de la poussière ne dépend pas de la densité de poussière mais uniquement de la distance à l’étoile. Cela permet de distinguer plusieurs classes de disques de débris. Les disques froids sont des anneaux de poussière au-delà de quelques dizaines d’ua dont la température est de l’ordre de quelques dizaines de degrés Kelvin. Ce sont des analogues de la ceinture de Kuiper, à la différence cependant notable qu’ils possèdent une luminosité fractionnelle de deux à quatre ordres de grandeur supérieure à celle de la ceinture de Kuiper aux prémices du système solaire (Booth et al. 2009). Un exemple typique de tel disque froid est l’anneau de poussière autour de l’étoile HR 4796. On distingue également des disques dont la SED ne peut être expliquée par un seul anneau externe fin à une température donnée

mais requiert l'addition de poussière plus chaude à l'intérieur de 10ua, analogues peut-être de la ceinture d'astéroïdes ou signature d'une activité cométaire. Enfin on distingue une classe de poussière chaude en dessous de 1ua appelée nuage exozodiacal, analogue du nuage zodiacal de notre système solaire. Les mécanismes à l'oeuvre dans ces systèmes, notamment le transport des poussières, sont encore mal connus (Bonsor et al. 2013). Ces disques peuvent être détectés par interférométrie, comme ce fut le cas pour Véga (Absil et al. 2006). Ils constituent un obstacle majeur pour la détection de planètes dans la zone habitable en raison du bruit de photons qui leur est associé (Roberge et al. 2009). Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons aux disques froids détectés à large séparation, détectables par imagerie directe.

La caractérisation de la composition des particules de poussière n'en est encore qu'à ses débuts, comme nous le verrons en section 3.2. La spectroscopie permet de révéler en partie la minéralogie des grains via leurs signatures spectrales. L'apport des satellites Herschel et Spitzer a été significatif dans ce domaine. De l'olivine cristalline a par exemple été détectée dans le spectre du disque de β Pictoris (de Vries et al. 2012; Li et al. 2012), analogue de celui mesuré dans les comètes primitives du système solaire. En règle générale, les spectres de disques de débris sont bien reproduits par des mélanges poreux de silicates amorphes ou cristallins, d'un matériel organique réfractaire et éventuellement de glace d'eau, selon un modèle initial développé par Greenberg & Li (1997) qui a été repris pour expliquer la SED de plusieurs disques de débris (e.g. Augereau et al. 1999, 2001; Lebreton et al. 2012).

1.3.2 Le lien avec la formation planétaire

Une fois établi que les particules de poussière ne sont pas d'origine primordiale mais trahissent des collisions parmi des planétésimaux plus massifs, il semble naturel de se demander si les processus à l'oeuvre durant la phase de disque protoplanétaire ont dépassé le stade des planétésimaux pour former des planètes³. Il est à ce titre intéressant de noter que parmi les étoiles autour desquelles une ou plusieurs géantes gazeuses ont été détectées par imagerie directe dans les premières 150 ua, toutes sauf une (GJ 504) possèdent un disque de débris. Les statistiques basées sur l'imagerie ne sont encore suffisantes pour généraliser cette conclusion, mais les études théoriques vont dans le même sens (Wyatt et al. 2007; Raymond et al. 2012). Les planètes détectées par vitesses radiales représentent des échantillons de taille plus importante. Une première étude basée sur des mesures du satellite Spitzer (Bryden et al. 2009) n'a pas révélé de corrélation significative entre la présence de planètes détectées par vitesses radiales et d'un excès infrarouge, signature d'un disque de débris. Des résultats plus récents à partir du satellite Herschel, sur 99 étoiles de type spectral F, G et K hôtes d'au moins une planète détectée par vitesses radiales ont néanmoins révélé une corrélation significative, illustrée sur la Figure 1.5 (Bryden et al. 2013). Ces auteurs montrent que $28\% \pm 5\%$ des étoiles avec planètes possèdent un disque contre $21\% \pm 3\%$ pour des étoiles sans planète détectée. Cette corrélation a été confirmée par une étude postérieure de Marshall et al. (2014) qui réalise par ailleurs une étude de sensibilité selon les propriétés des planètes et montre qu'il est probable qu'un disque de débris soit l'hôte de planètes de faible masse.

En plus de ces résultats statistiques rendant compte du lien entre planètes et disques de débris, de nombreux indices morphologiques laissent à penser que des planètes, non-détectées à ce jour, interagissent avec le disque. On définit des interactions séculaires, de résonance, ou de diffusion. Je cite ici quelques exemples de telles interactions.

- Le disque de débris de Fomalhaut (Figure 1.6) est un anneau de planétésimaux très fin,

3. Rappelons ici que la définition d'une planète par l'Union Astronomique Internationale, International Astronomical Union (IAU) ne donne pas de borne inférieure pour la masse de l'objet mais indique qu'il doit être suffisamment massif pour nettoyer le voisinage de son orbite, et ce concept reste valable pour une exoplanète.

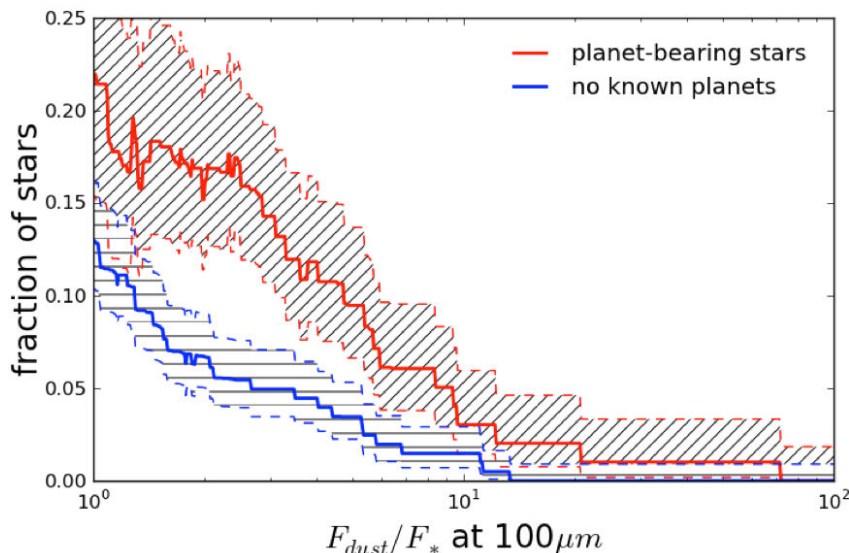


FIGURE 1.5 – *Histogramme de l'excès infrarouge à 100 μ m mesuré par le satellite Herschel pour des étoiles pour lesquelles on a détecté au moins une planète par vitesses radiales (courbe rouge) et un échantillon témoin (courbe bleue) (Bryden et al. 2013)*

de largeur 13 à 19ua à 870 μ m (Boley et al. 2012), situé à ~ 140 ua. Les bords internes et externes sont très nets, même en lumière diffusée, ce qui n'est pas la distribution spatiale naturelle attendue des poussières dans un anneau dominé par des collisions (Thébault & Wu 2008; Thébault et al. 2012). Le fait que l'anneau soit si fin représente une deuxième énigme. Une planète peut sculpter le bord interne (Mustill & Wyatt 2012) ou externe (Thébault & Wu 2008) d'un disque et le rendre plus ou moins abrupt selon sa masse. A ce jour, un objet de masse planétaire a effectivement été détecté Kalas et al. (2008) mais il n'est pas suffisant pour expliquer les caractéristiques morphologiques du disque (Kalas et al. 2013). La présence de gaz, même en petite quantité, est un contre-argument avancé pour expliquer cette morphologie sans invoquer la présence de planètes (Lyra & Kuchner 2013).

- A ces particularités morphologiques s'ajoute l'excentricité de l'anneau de Fomalhaut : le centre géométrique est décalé de 15ua par rapport à la position de l'étoile (Kalas et al. 2005)
- La structure du disque de débris peut présenter un gauchissement, c'est-à-dire une distorsion du plan du disque, symétrique de part et d'autre de l'étoile, créée par une planète orbitant sur une orbite inclinée, interne à l'anneau. En effet la planète tend à aligner les planétésimaux dans le plan de son orbite mais les régions proches s'alignent plus rapidement, ce qui entraîne la propagation d'une distorsion du disque (Mouillet et al. 1997a). C'est le cas rencontré autour de l'étoile β Pictoris traité en détail en section 3.
- La présence de bras spiraux dans le disque, comme observé autour de l'étoile HD 141569 (Clampin et al. 2003) peut avoir pour origine une planète sur une orbite excentrique. Cette dernière tend en effet à rendre le disque excentrique lui aussi, mais à des vitesses différentes selon la proximité à l'étoile, propageant ainsi une onde spirale dans le disque (Wyatt 2005).
- Une forte asymétrie observée dans l'émission thermique du disque de β Pictoris (Telesco et al. 2005) a été associée à la présence d'une planète. Une émission compacte est détectée d'un côté du disque uniquement, qui suggère un récent impact planétaire ou une région présentant davantage de collisions dans laquelle des planétésimaux seraient piégés dans une résonance de moyen mouvement avec une planète interne.
- Enfin, la présence d'une ou plusieurs planète(s) massive(s) peut perturber le disque de planétésimaux et créer un flot de comètes vers l'étoile. Une telle hypothèse a été avan-

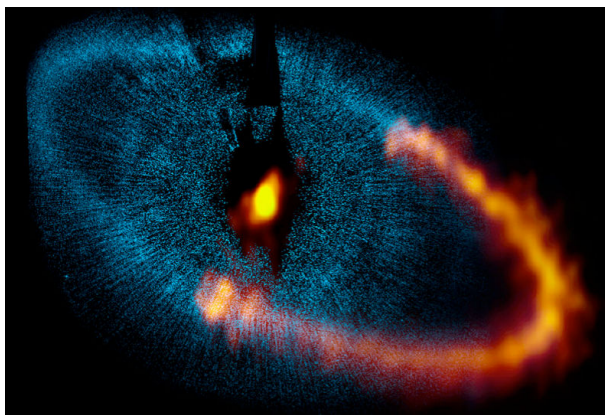


FIGURE 1.6 – *Disque de débris entourant l'étoile Fomalhaut, formé d'un anneau fin de demi-grand axe ~ 140 . Cette image composite montre l'aspect du disque en lumière diffusée (en bleu) et en émission thermique (en orange) à $850\mu\text{m}$ révélé par ALMA (Boley et al. 2012)*

cée pour expliquer la variabilité des mesures spectroscopiques observée pour l'étoile β Pictoris (Beust et al. 1990, 1994).

1.3.3 L'approche du travail de thèse

Les disques de débris constituent l'angle d'attaque que j'ai choisi pour étudier la formation et l'évolution des systèmes planétaires. L'intérêt de leur étude est double. D'une part, ils constituent un produit de la formation planétaire et l'analyse de leur composition et morphologie permet de nous renseigner sur les briques de base qui forment les planètes. D'autre part, ils interagissent avec les planètes déjà formées ou en formation, comme montré dans la section précédente, et les indices et observables laissés par ces interactions nous renseignent sur l'architecture du système planétaire. A ce titre, Wyatt (2008) considère que cela représente une technique de détection indirecte des planètes à part entière, permettant ainsi de sonder des régions du diagramme masse demi-grand axe encore inaccessible avec d'autres techniques de détection (Figure 1.7). De nombreuses questions restent encore en suspens pour établir de manière claire ce lien avec la formation planétaire. J'ai choisi ici d'aborder cette question de manière observationnelle, à l'aide de l'imagerie directe en lumière diffusée, une technique permettant un diagnostic poussé des propriétés du disque.

1.4 L'imagerie directe pour l'observation des disques

1.4.1 La motivation scientifique et les besoins instrumentaux sous-jacents

A ce jour, 23 disques de débris ont été détectés en lumière diffusée par imagerie directe (Soummer et al. 2014) alors que les études statistiques effectuées dans l'infrarouge au-delà de $10\mu\text{m}$ indiquent plus d'un millier d'étoiles possédant un excès infrarouge au même titre que Vêga.

1. L'intérêt principal de l'étude des disques en lumière diffusée est de dévoiler la morphologie du disque pour comprendre l'architecture des systèmes exoplanétaires (Strubbe & Chiang 2006), c'est-à-dire localiser la poussière et la ceinture de planétésimaux. Les modèles basés uniquement sur la SED permettent certes de donner une première idée de la structure (rayon et largeur de l'anneau, présence potentielle de plusieurs anneaux, de poussière chaude, etc.), mais ces modèles sont dégénérés. C'est pourquoi l'imagerie est un complément essentiel pour comprendre l'architecture du système de manière univoque.
2. L'imagerie à haute résolution angulaire est la seule technique permettant de dévoiler des détails morphologiques en lien avec la présence de planètes qui sculptent le disque,

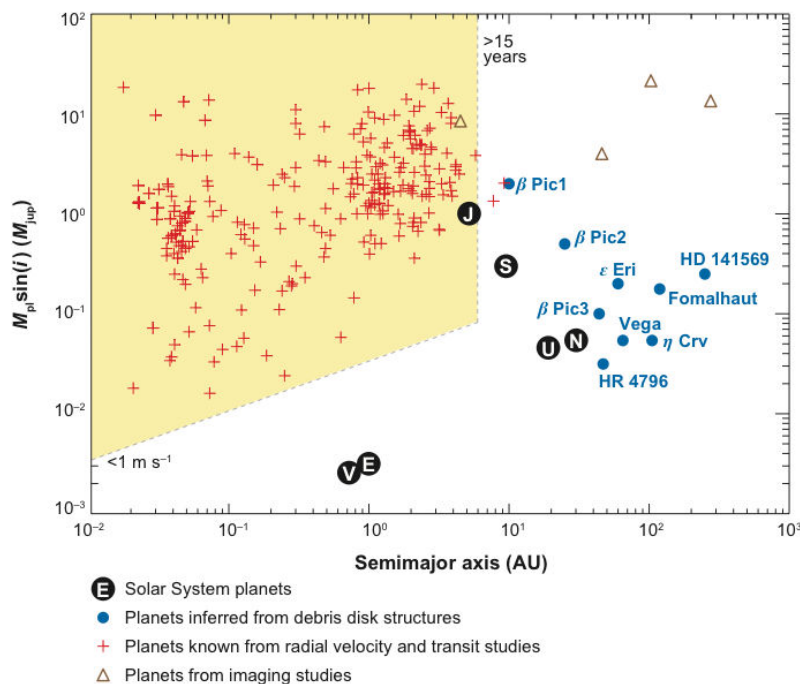


FIGURE 1.7 – *Diagramme masse demi-grand axe des planètes détectées par vitesses radiales (croix rouges), par imagerie (jusqu'en 2008, triangles) et des planètes dont l'existence est supposée à travers les particularités morphologiques du disque de débris entourant l'étoile, d'après Wyatt (2008).*

permettant ainsi de révéler indirectement des planètes qui ne sauraient être détectées autrement (Figure 1.7). Elle permet une bien meilleure résolution angulaire que l'imagerie de l'émission thermique des disques à 10 μm ou au-delà et son diagnostic sur les propriétés des grains est alors très complémentaire.

3. L'imagerie permet de connaître l'inclinaison du système. Cette information est pertinente pour reconstruire la fonction de diffusion de la poussière, ou tout au moins contraindre l'anisotropie de diffusion, et contraindre ainsi la taille des particules (comme c'est le cas pour l'étoile HR 4797, cf section 3.2.3).
4. L'imagerie permet de reconstruire la distribution de densité spatiale de la poussière en inversant la carte d'émission diffusée (Augereau & Beust 2006; Schneider et al. 2006; Lebreton et al. 2012) ou thermique (Pantin et al. 1997).
5. L'imagerie à plusieurs longueurs d'onde est un outil de diagnostic supplémentaire pour analyser la composition des grains via la dépendance spectrale de la réflectance des grains de poussière, c'est-à-dire la couleur des grains. C'est un outil largement utilisé pour caractériser et classifier les petits corps du système solaire (voir par exemple les études de Tholen 1984; Bus 1999; DeMeo et al. 2009, pour classifier les astéroïdes), également efficace pour la poussière extrasolaire (e.g. Debes et al. 2008). Il en va de même pour l'analyse polarimétrique de la lumière.
6. La caractérisation des disques exozodiacaux est également rendue nécessaire en tant que source de bruit pour la détection d'exo-Terres dans la zone habitable par imagerie.

Les besoins instrumentaux sont liés à la nature des disques :

- Étant de faible brillance et situés proches de leur étoile hôte ($\sim 50\text{ua}$ soit $0.5''$ pour une étoile à 100pc), ils nécessitent des observations à haut contraste. Une règle empirique, dont le crédit revient à Karl Stappelfeldt, consiste à dire que la luminosité fractionnelle du disque doit être supérieure à 1×10^{-4} pour espérer détecter le disque en lumière diffusée. Cette règle n'a jusqu'à présent pas été démentie, bien que les récentes détections à l'aide du télescope spatial Hubble Space Telescope (HST) commencent à frôler ce seuil (HD

35841 pour lequel $f = 1.2 \times 10^{-4}$, Soummer et al. 2014). L'instrument Gemini Planet Imager (GPI) s'est fixé comme objectif scientifique de détecter des disques pour lesquels $f \geq 4 \times 10^{-5}$ (Perrin et al., 2014). L'instrument existant NaCo atteint typiquement un contraste de 4 à 7mag/arcsec² à 0.5'' (voir section 3.2.3), signifiant ainsi qu'autour d'une étoile de magnitude 5, on peut détecter l'émission étendue d'un disque de magnitude 9 à 12mag/arcsec².

- Distinguer des régions séparées de moins de 0.5'' de l'étoile et révéler des détails fins de leur morphologie requièrent une haute résolution angulaire.

Notons que ces besoins sont identiques à ceux liés à l'observation des planètes. La majorité des techniques instrumentales développées pour les planètes sont donc aussi adaptées aux disques. Il faut toutefois remarquer que les exoplanètes sont aujourd'hui découvertes par leur émission thermique dans l'infrarouge proche (de 1 à 5 μ m), alors qu'à ces longueurs d'onde et pour les séparations angulaires sondées ($\geq 0.1''$), les disques brillent en lumière diffusée.

1.4.2 La haute résolution angulaire via l'optique adaptative

La résolution angulaire d'un télescope est limitée intrinsèquement par la diffraction de son ouverture principale, encore appelée pupille d'entrée. Pour un télescope ayant une pupille d'entrée circulaire de diamètre D , la résolution angulaire est donnée par l'expression λ/D , où λ est la longueur d'onde d'observation. Cela correspond à la largeur à mi-hauteur de la figure de diffraction, ou tache d'Airy. Elle se mesure typiquement en milliseconde d'angle (mas), le tableau 1.2 donne les valeurs de résolution angulaire pour un télescope de diamètre $D = 8$ m comme le VLT, dans les principaux filtres (ou bandes) utilisés dans ce travail.

TABLE 1.2 – *Résolution angulaire d'un télescope de 8m limité par la diffraction dans les principales bandes du visible et de l'infrarouge proche.*

Bande	V	R	I	J	H	Ks	Lp
λ (μ m)	0.55	0.65	0.82	1.22	1.63	2.2	3.8
Résolution agulaire (mas)	14	17	21	31	42	57	98

Depuis le sol, l'atmosphère terrestre empêche en pratique d'atteindre la limite théorique de diffraction du télescope car le front d'onde incident sur la pupille du télescope est déformé par la turbulence atmosphérique. L'effet dominant est dû aux fluctuations de phase de l'onde, les fluctuations d'amplitude (phénomène de scintillation) étant négligables. Ces fluctuations sont liées aux variations de l'indice de réfraction de l'air dans les différentes couches atmosphériques traversées. Les aberrations de phase du front d'onde interfèrent pour créer des tavelures dans le plan image, par exemple sur un détecteur, comme illustré sur les deux images du haut de la Figure 1.8. Ces tavelures d'origine atmosphérique ont un temps caractéristique très court appelé temps de cohérence τ_0 , de l'ordre de la milliseconde. Elles se moyennent sur une image à longue pose en formant un halo autour de l'étoile appelé halo de seeing qui dégrade la résolution angulaire (image en bas à droite de la Figure 1.8). La limite de résolution imposée par la turbulence, ou seeing, est alors λ/r_0 , où r_0 est le paramètre de Fried. Il est proportionnel à $\lambda^{6/5}$ (Fried 1965) et évolue en fonction des conditions de stabilité de l'atmosphère. Il vaut environ 10cm à 0.5 μ m, ce qui correspond à un seeing de $\sim 1''$, mais atteint 60cm à 2.2 μ m. Le temps de cohérence est proportionnel lui aussi à $\lambda^{6/5}$. Il est directement lié à la vitesse du vent v dans la ou les couches turbulentes de l'atmosphère par l'expression $\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{v}$ (Roddier 1999). Différentes techniques ont été développées pour rétablir la haute résolution angulaire et la limite de diffraction théorique

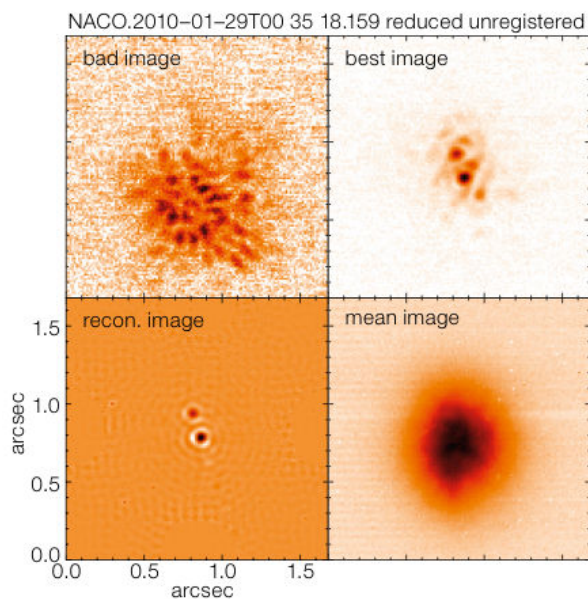


FIGURE 1.8 – Haut : deux images de courte pose dégradées par la turbulence de l'étoile binaire HIP 24800. Bas : Image corrigée de la turbulence par la technique d'interférométrie des tavelures (gauche) comparée à une simple addition des images courtes poses (droite). Ces images proviennent de l'instrument NaCo en bande Ks (Rengaswamy et al. 2014).

du télescope.

On citera la technique pionnière de l'interférométrie des tavelures (Labeyrie 1970), une technique de post-traitement réalisable sur des images courtes poses de quelques millisecondes qui figent la turbulence (image en bas à gauche de la Figure 1.8). Bien que cette technique soit toujours employée dans certaines conditions (e.g. Rengaswamy et al. 2014), l'optique adaptative (OA) est maintenant la principale technique pour corriger la turbulence atmosphérique. Elle a pris son essor dans les années 1990 (Rousset et al. 1990) bien que le concept soit plus ancien (Babcock 1953). Il s'agit d'un système d'asservissement mécanique qui corrige en temps réel la phase perturbée du front d'onde à l'aide d'un miroir déformable (Figure 1.9).

Comme tout système asservi, on distingue donc trois composants principaux :

- la mesure de la phase se fait par l'intermédiaire de l'analyseur de surface d'onde. On distingue différents types d'analyseurs selon qu'ils soient situés en plan focal (méthode de diversité de phase par exemple) ou en plan pupille et qu'ils fassent appel à l'interférométrie ou à l'optique géométrique. Ces derniers sont les plus répandus, on citera par exemple l'analyseur de courbure (Roddi 1988), l'analyseur à pyramide (Ragazzoni 1996), et l'analyseur de Shack-Hartmann (Shack & Platt 1971) utilisé sur NaCo, SPHERE et GPI. Celui-ci se compose d'une matrice de micro-lentilles en plan pupille, permettant ainsi d'échantillonner le front d'onde. Chaque micro-lentille focalise la lumière sur un foyer, dont la mesure de la position à l'aide d'une caméra permet de remonter au gradient local de la phase.
- la correction de la phase se fait en compensant la différence de marche introduite par l'atmosphère. Elle se fait en général sur deux étages, grâce à un miroir plan dédié à la correction du basculement du front d'onde, et à un miroir déformable dédié à la correction des aberrations de plus hauts ordres, dont la caractéristique principale est le nombre d'actuateurs et leur vitesse de réaction. Plus ils sont nombreux, plus le système dispose de degrés de liberté pour corriger le front d'onde.
- la commande est calculée en temps réel par un contrôleur. Optimiser ses gains est un paramètre critique pour une bonne performance du système, et ce fut l'un des principaux objectifs du commissioning de SPHERE. En pratique, on décompose la commande sur une base, souvent la base de Karhunen-Loève (Loève 1948) ou celle de Zernike, et l'optimisation se fait mode à mode.

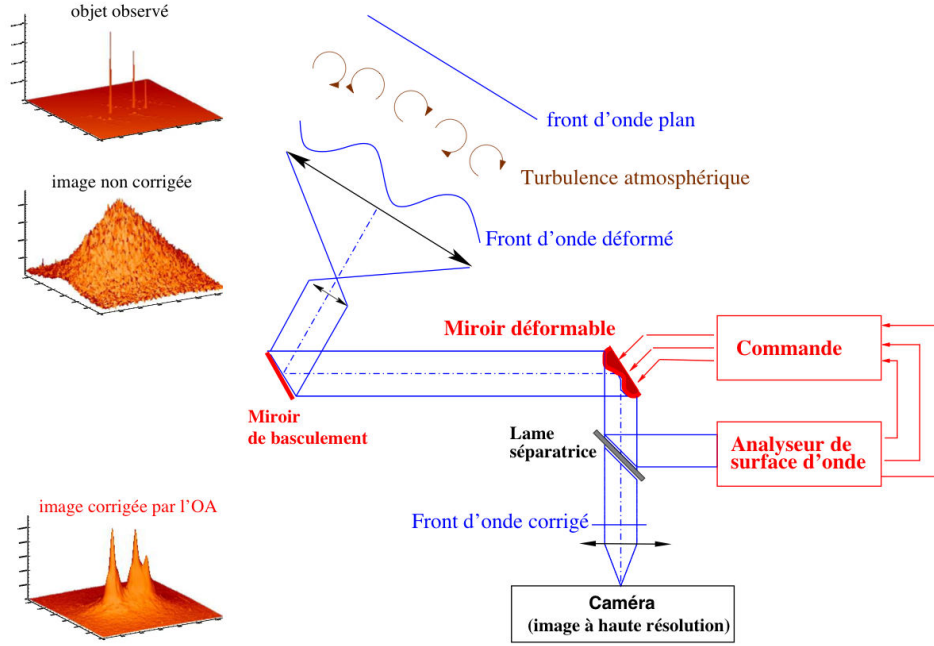


FIGURE 1.9 – Schéma d'une optique adaptative, tiré de la documentation technique de l'instrument NaCo.

Les performances de l'optique adaptative dépendent de la force de la turbulence, et principalement des deux paramètres τ_0 et r_0 . La qualité des images est définie par le rapport de Strehl noté SR, rapport entre le maximum de la fonction d'étalement de point (FEP) et le maximum théorique donné par la figure de diffraction de la pupille du télescope (une fonction d'Airy de seconde espèce pour une pupille circulaire sans obstruction centrale). La FEP correspond à la réponse impulsionnelle du système, c'est-à-dire l'image d'un objet ponctuel, une étoile, à travers le télescope et l'instrument. Plus le rapport de Strehl est élevé et proche de 1, meilleure est la correction de l'OA. Roddier (1981) montre que sous de bonnes conditions de correction,

$$\text{SR} \approx 1 - \sigma_\phi^2 \quad (1.3)$$

où σ_ϕ^2 est la variance de phase résiduelle après correction. Cet indicateur a l'avantage de pouvoir être facilement mesuré sur une FEP. Dans le cas d'une faible variance de phase, il est identique à l'énergie cohérente (Rousset et al. 1991) définie par l'expression $E_c = e^{-\sigma_\phi^2}$. Ces deux indicateurs scalaires renseignent directement sur la concentration de l'énergie dans le pic de diffraction, mais dans le cas du haut contraste on souhaite également préciser la forme et l'amplitude des résidus. Pour cela il est intéressant d'analyser les contributeurs à la variance de phase résiduelle σ_ϕ^2 :

$$\sigma_\phi^2 = \sigma_{\text{fitting}}^2 + \sigma_{\text{aliasing}}^2 + \sigma_{\text{servolag}}^2 + \sigma_{\text{noise}}^2 + \sigma_{\text{NCPA}}^2 + \sigma_{\text{calib}}^2 \quad (1.4)$$

- $\sigma_{\text{fitting}}^2$ correspond à l'erreur liée au sous-échantillonnage spatial du front d'onde : on ne dispose que d'un nombre fini d'actuateurs qui ne permet pas de reproduire toutes les fréquences spatiales avec le miroir déformable. On montre que $\sigma_{\text{fitting}}^2 \propto N_{\text{act}}^{-5/6} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}$, d'où l'intérêt de disposer de beaucoup d'actuateurs N_{act} et d'opérer sous de bonnes conditions atmosphériques (r_0 élevé). C'est le terme dominant dans le budget d'erreur dans le cas d'une étoile brillante. Il est responsable des modes non-correctés à hautes

fréquences spatiales, donc du niveau et de la forme du halo au delà de la zone bien corrigée par OA.

- $\sigma_{\text{aliasing}}^2$ correspond à l'erreur de repliement de spectre : l'analyseur de surface d'onde dispose d'un nombre fini de micro-lentilles et échantillonne mal les hautes fréquences spatiales, qui se replient alors sur les basses fréquences. Ce phénomène appelé aliasing en anglais peut être atténué par un filtrage des hautes fréquences spatiales en amont de l'analyseur de surface d'onde, comme c'est le cas sur SPHERE qui dispose d'un diaphragme en plan image ajustable aux conditions de seeing. En règle général, $\sigma_{\text{aliasing}}^2 \approx \sigma_{\text{fitting}}^2/3$
- $\sigma_{\text{servolag}}^2$ est l'erreur liée au retard entre l'évolution du front d'onde turbulent sur des échelles de l'ordre du temps de cohérence τ_0 et la correction de l'OA. La fréquence d'échantillonnage temporelle de la boucle d'asservissement f_t est en général de l'ordre du kilohertz, et $\sigma_{\text{servolag}}^2 \propto (f_t \tau_0)^{-5/3}$. Ce terme est surtout responsable de résidus proches de l'axe optique.
- σ_{noise}^2 correspond à l'erreur de mesure de l'analyseur de surface d'onde, principalement liée au bruit de photons et de fond pour chaque sous-pupille. Elle peut être importante dans le cas d'une étoile faiblement brillante, de magnitude V supérieure à ~ 12 pour NaCo. Pour une étoile plus faible, les performances sont dégradées, voire la boucle d'asservissement ne peut être fermée.
- σ_{NCPA}^2 correspond aux aberrations non-communes du système, NCPA signifiant non-common path aberrations. La voie d'analyse est en effet différente de la voie de science à partir de la lame séparatrice (voir Figure 1.9) qui permet d'envoyer une partie de la lumière vers l'analyseur de surface d'onde pour la mesure et le reste vers la caméra scientifique. Par conséquent le front d'onde mesuré ne prend pas en compte les aberrations différentielles entre les deux voies. Elle peuvent être calibrées, par exemple en utilisant la diversité de phase. Son amplitude est faible mais ces résidus et leur évolution lente peuvent néanmoins être gênants sur de longues poses car ils se moyennent mal.
- σ_{calib}^2 correspond aux erreurs liées à la calibration du système. Cela regroupe principalement la calibration de la matrice d'interaction qui relie la commande des actionneurs du miroir déformable à la déformation résultante du front d'onde, et la calibration des pentes de référence qui représentent les positions des spots de diffractions dans un analyseur de surface d'onde type Shack-Hartmann en l'absence de turbulence.

L'OA a connu un essor formidable depuis ses premiers résultats avec le système COME-ON (Malbet 1992) installé au foyer du télescope de 3.6m de l'observatoire de la Silla. Un instrument en particulier illustre la diversité des domaines astrophysiques à laquelle l'OA a bénéficié : NaCo (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003). C' est un instrument très demandé sur le VLT pour la variété des ses modes d'imagerie et de spectroscopie et ses performances en haut contraste et haute résolution angulaire. Il connut sa première lumière en novembre 2000. Il est toujours en opération après plusieurs changements de plate-forme, mais ne dispose actuellement plus d'étoile guide laser qui représentait un attrait pour l'étude dynamique du centre de la galaxie (e.g. Clénet et al. 2004) et a notamment contribué à sa renommée. Il combine en amont un système d'OA appelée Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS), et en aval un ensemble de caméras, spectromètre, polarimètre et coronographes appelé COudé Near-Infrared CAmera (CONICA). Cette versatilité a largement contribué au succès de cet instrument. NAOS dispose d'un miroir déformable de 185 actuateurs (Figure 1.10) avec deux analyseur de surface d'onde de type Shack-Hartmann fonctionnant dans le visible ou le proche infrarouge. Elle a été conçue pour obtenir une erreur de phase résiduelle typique de $\sigma_\phi^2 \approx 219\text{nm}$, correspondant à un rapport de Strehl de $\sim 67\%$ à $2.2\mu\text{m}$, dont environ 180nm proviennent de l'erreur liée au sous-échantillonnage spatial et au epliment de spectre. En pratique, on obtient dans de bonnes conditions un rapport de

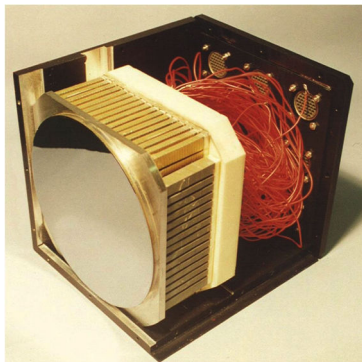


FIGURE 1.10 – *Le miroir déformable de NaCo, constitué de 14 par 14 actuateurs.*

Strehl de $\sim 50\%$ à $2.2\mu\text{m}$. NaCo est l'instrument principal que j'ai utilisé pour les analyses astrophysiques présentées dans ce travail de thèse.

1.4.3 Le haut contraste et la limite du bruit de tavelures

Détecter un disque en lumière diffusée demande d'atteindre un niveau de contraste élevé. A titre d'exemple, le disque de débris entourant HR 4796, l'un des plus brillants, possède un flux maximum, dans les anses de l'anneau à $1''$ de l'étoile, de $10\text{mJy}/\text{arcsec}^2$ en bande Ks. Ce flux correspond à 0.025mJy réparti sur un élément de résolution, alors que le flux de l'étoile est de 290mJy , soit un contraste inférieur à 10^{-4} .

Les régions que l'on souhaite sonder pour détecter un disque de débris sont en général situées à l'intérieur du halo de seeing à moins d'une seconde d'arc de l'étoile. Les performances en contraste atteignable dans cette région sont donc directement liées aux performances de l'OA. Serabyn et al. (2007) montrent que dans le cas de régimes à haut rapport de Strehl, le niveau de contraste C atteignable à l'intérieur du rayon de contrôle de l'OA est

$$C = \frac{1 - \text{SR}}{N_{\text{act}}} \quad (1.5)$$

où N_{act} représente le nombre d'actuateurs. $1 - \text{SR}$ représente la fraction de lumière stellaire qui n'est pas concentrée dans le coeur de la FEP. Pour NaCo par exemple, avec un rapport de Strehl $\text{SR} = 67\%$ en bande Ks à $2.2\mu\text{m}$ (soit une erreur de front résiduelle de 220nm) et pour $N_{\text{act}} = 188$, on obtient un contraste de 1.8×10^{-3} . Il s'agit là d'un ordre de grandeur du contraste brut obtenu sur un pose individuelle, qui montre qu'il faut donc intégrer plus longtemps espérer que les aberrations résiduelles se moyennent et ainsi diminuer le contraste.

Ce raisonnement suppose que les tavelures résiduelles présentes sur chaque pose individuelle soient des réalisations indépendantes. Dans ce cas, le théorème central limite s'applique et la dispersion des mesures diminue avec la racine carrée du nombre de poses. En pratique, Racine et al. (1999) ont montré qu'il existe des tavelures résiduelles qui ne sont pas indépendantes temporellement. Ces aberrations évoluent sur des échelles de temps plus lentes, d'où l'adjectif quasi-statique associé aux tavelures qu'elles génèrent. Sur des poses longues de quelques minutes, elles constituent la principale limitation pour atteindre le haut contraste et détecter des signaux faibles à courte séparation de leur étoile. Elles proviennent des surfaces imparfaites des pièces optiques du télescope et ont une durée de vie grande de l'ordre de plusieurs secondes, minutes, voire plusieurs jours, évoluant avec les flexions mécaniques. A la différence d'un bruit poissonnien comme le bruit de photons ou gaussien comme le bruit de lecture, ces aberrations sont corrélées temporellement Soummer et al. (2007), et ne se moyennent donc pas en additionnant simplement des images et en augmentant le temps de pose.

La FEP corrigée par un système d'OA possède une tache d'Airy centrale correspondant à la limite théorique de diffraction entourée par des ailes secondaires auxquelles se superposent

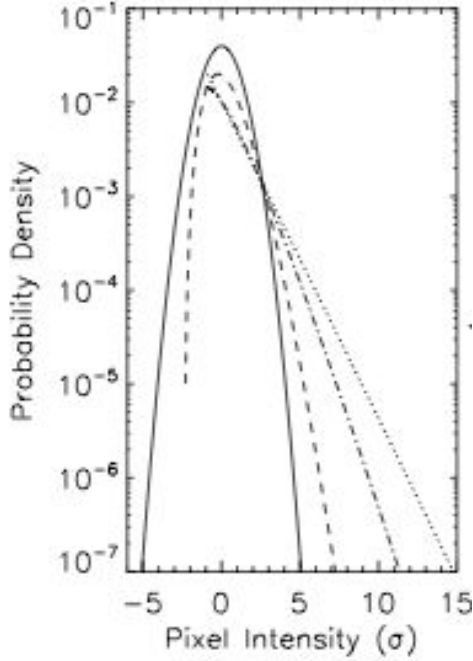


FIGURE 1.11 – densité de probabilité pour une distribution gaussienne (trait plein), et de Rice modifiée pour différents paramètres : $I_C/I_S = 10$ (tirets), $I_C/I_S = 1$ (tirets points), $I_C/I_S = 0.1$ (points) (d'après Marois et al. 2008).

des tavelures provenant des aberrations résiduelles. Le problème du haut contraste réside dans la capacité à estimer ces tavelures. Le formalisme théorique statistique décrivant ce régime de bruit a été développé dans le cadre de l'interférométrie laser par Goodman (1975) puis adapté au contexte astrophysique de l'imagerie à haut contraste corrigé partiellement par OA par Cagigal & Canales (2000) puis par Aime & Soummer (2004) dans le contexte de la coronagraphie.

Ces auteurs démontrent que la densité de probabilité de l'intensité d'une tavelure pour une région donnée de l'image et des erreurs de phase aléatoires en plan pupille, suit une loi statistique appelée loi de Rice modifiée, qui s'exprime sous la forme :

$$\mathcal{P}(I) = \frac{1}{I_S} \exp\left(-\frac{I + I_C}{I_S}\right) I_0\left(\frac{2\sqrt{II_C}}{I_S}\right) \quad (1.6)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce et d'ordre 0, I_C et I_S sont les intensités moyennes au point considéré dues respectivement à la partie déterministe (tache d'Airy) et aléatoire (tavelures) de la FEP. Une illustration de cette densité de probabilité est donnée en Figure 1.12 : plus le rapport I_C/I_S est grand, plus on s'écarte d'une distribution gaussienne. La compatibilité de cette densité de probabilité avec les observations a été démontrée expérimentalement par Fitzgerald & Graham (2006) dans le cas d'observations non-coronographiques réalisées sur le télescope Shane de 3m du UCO/Lick Observatory, et à l'aide de simulations numériques par Soummer et al. (2007) en présence d'un coronographe de type Coronographe de Lyot apodisé ou APodized Lyot Coronagraph (APLC).

Cette densité de probabilité décrit la distribution temporelle de l'intensité de la FEP mais ne décrit pas la vitesse d'évolution. L'évolution temporelle est décrite de manière approfondie par Hinkley et al. (2007). Leur figure 2, reproduite ici en Figure 1.11 montre que le contraste brut (trait pointillé) diminue d'à peine 0.2 magnitude au fil des 2300 secondes d'intégration car les tavelures quasi-statiques évoluent lentement et ne se moyennent pas comme le ferait le bruit de photon évoluant en $\sqrt{t_{exp}}$ (ligne pointillée).

De nouvelles techniques ont alors été développées pour parvenir à diminuer l'intensité des tavelures ou les évaluer et les soustraire afin de restaurer le haut contraste.

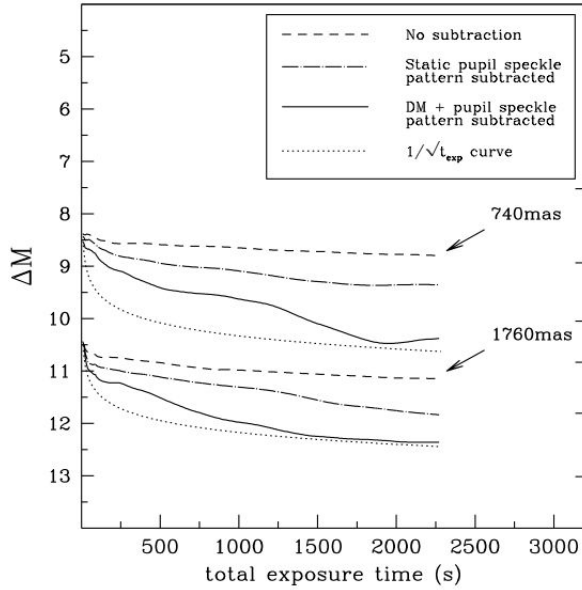


FIGURE 1.12 – Evolution du contraste, exprimée en différence de magnitude, en fonction du temps de pose, pour deux séparations différentes (Hinkley et al. 2007).

1.5 Vaincre le bruit de tavelures quasi-statiques et augmenter le contraste

Pour parvenir à augmenter le contraste, il existe des techniques instrumentales, comme la coronagraphie, ainsi que des techniques de post-traitement des images, purement soustractives, comme l'imagerie différentielle. Je détaille ici leurs principes généraux et illustre leur implémentation sur l'instrument SPHERE.

1.5.1 La coronagraphie

La coronagraphie est une technique d'extinction de l'étoile, à l'origine développée pour étudier la couronne solaire par Bernard Lyot (Lyot 1930), puis adaptée aux observations stellaires pour permettre d'atteindre des séparations angulaires très faibles. Ce sont d'ailleurs les besoins liés à l'imagerie des disques qui ont entraîné les premiers développements de coronographes (Smith & Terrile 1984; Beuzit et al. 1997; Mouillet et al. 1997a). C'est maintenant la stratégie d'observation standard de la plupart des nouveaux instruments d'imagerie directe (Mawet et al. 2012). Elle permet de diminuer les tavelures quasi-statiques mais ne les supprime pas car un coronographe ne bloque que la partie déterministe de la FEP c'est-à-dire le pic de diffraction et les anneaux d'Airy. Cependant, les intérêts d'utiliser un coronographe sont multiples :

- éviter l'amplification cohérente des tavelures par les anneaux de diffraction (Aime & Soummer 2004). En effet les tavelures résiduelles interfèrent de manière cohérente avec la pupille du télescope pour former ce qui renforce leur intensité lorsqu'elles sont situées sur un anneau d'Airy (phénomène connu sous le nom de "pinned speckle" en anglais).
- en diminuant l'intensité de l'étoile, on diminue par la même occasion la limite fondamentale du bruit de photons
- d'un point de vue plus pratique, on évite la saturation du détecteur et le phénomène de débordement lié aux capteurs CCD, on limite la diffusion de la lumière dans le système optique qui peut créer des réflexions parasites (phénomène de "ghost")

On peut classer les coronographes selon deux propriétés : leur localisation dans le train optique, en plan pupille ou en plan image, et la propriété du champ électrique incident qu'ils

modifient : la phase ou l'amplitude.

Le coronographe le plus proche de son équivalent solaire porte le nom de son inventeur le coronographe de Lyot. Il s'agit d'un coronographe d'amplitude en plan image. Son principe est décrit par la Figure 1.13 et la théorie basée sur l'optique de Fourier détaillée par [Sivaramakrishnan et al. \(2001\)](#). Le principe consiste en une pastille opaque placée au foyer en plan image pour bloquer le pic d'Airy. En raison de la diffraction par la pastille qui relaie de la lumière provenant de l'axe optique en périphérie du plan pupille, on place ensuite un stop de Lyot pour bloquer cette contribution, avant de reformer l'image final sur le détecteur.

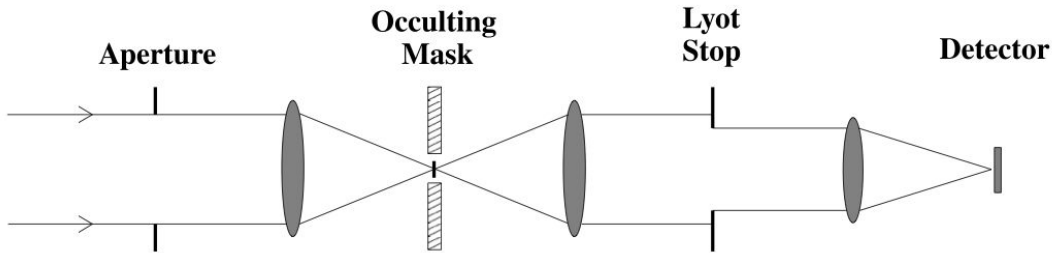


FIGURE 1.13 – Schéma d'un coronographe de Lyot (d'après [Sivaramakrishnan et al. 2001](#))

Le coronographe APLC est une évolution de ce concept ([Soummer et al. 2003](#)), dans laquelle le stop de Lyot est une pupille apodisée, c'est-à-dire une pupille dont la transmission optique varie continûment du centre, où elle est unitaire, au bord. Il permet d'atténuer les anneaux l'Airy. Un des désavantages des coronographes de Lyot est la séparation angulaire minimale qu'ils autorisent : elle ne peut être inférieure à la taille de la pastille opaque utilisée pour bloquer la lumière, généralement quelques λ/d . Pour remédier à cela, [Rouan et al. \(2000\)](#) ont conçu un coronographe qui agit sur la phase au moyen d'un masque transmissif. Placé également en plan focal, il a été baptisé masque de phase à quatre quadrants, ou Four Quadrant Phase Mask (4QPM). Le retard de phase relatif entre deux quadrants contigus est de $\pi/2$. Les quatre quadrants génèrent des interférences destructives et la lumière sur axe est relayée en dehors de la pupille. L'utilisation d'un stop de Lyot légèrement plus petit que la taille de la pupille permet alors de supprimer la lumière diffractée. Avec ce principe, si l'étoile est parfaitement alignée avec le coronographe et que la pupille est parfaitement circulaire sans obstruction centrale, l'extinction est totale. En pratique, le 4QPM est très sensible aux aberrations résiduelles du front d'onde, en particulier le mode de basculement, à la forme de la pupille et au chromatisme dans le cas de filtres à bande large [Rouan et al. \(2007\)](#). Il présente également des zones de transition entre les quatre quadrants qui réduisent le champ de vue notamment à courte séparation. Je détaillerais en section 3.1.2 une évolution de concept appelé le Annular Groove Phase Mask (AGPM), ce qui permet notamment de résoudre le problème de chromatisme et d'obtenir un champ de vue totalement libre d'obstructions ([Mawet et al. 2005](#)).

1.5.2 L'imagerie différentielle angulaire

Avec ou sans coronographie, une fois la turbulence atmosphérique corrigée, les régions à courte séparation de l'étoile sont limitées par des tavelures quasi-statiques. La variabilité temporelle de ces structures rend leur estimation difficile, néanmoins des techniques d'imagerie différentielle exploitent un paramètre de diversité entre l'objet scientifique et la FEP instrumentale pour tenter d'estimer l'un et l'autre. Cette diversité peut être angulaire ; on parle alors d'imagerie différentielle angulaire, en anglais Angular Differential Imaging (ADI), polarimétrique,

Polarimetric Differential Imaging (PDI) ou spectrale, Spectral Differential Imaging (SDI).

Le principe de l'ADI repose sur une propriété des télescopes à monture alt-azimutale : le champ tourne avec une vitesse de rotation différente de la pupille. Bien que le suivi d'une étoile requiert dès lors de piloter deux axes de rotation au lieu d'un seul dans le cas d'une monture équatoriale, tous les grands télescopes modernes sont dotés de telles montures, en raison des contraintes mécaniques. Dans ce cas, le champ tourne selon l'angle parallactique, comme indiqué sur la Figure 1.14. L'angle parallactique de l'étoile à un instant donné est l'angle sur la sphère céleste ayant son centre en l'étoile S et dont l'un des côtés passent par le zénith du lieu Z et l'autre par le pôle céleste, comme illustré sur la figure 1.14. Il vaut $0^\circ \pm 180^\circ$ lorsque l'étoile passe au méridien du lieu. Il varie de manière monotone au cours du temps, mais pas de manière uniforme. Ainsi le taux de variation de l'angle parallactique est maximum quand l'étoile passe au méridien du lieu, ce qui signifie que la rotation de champ est maximum à cet instant.

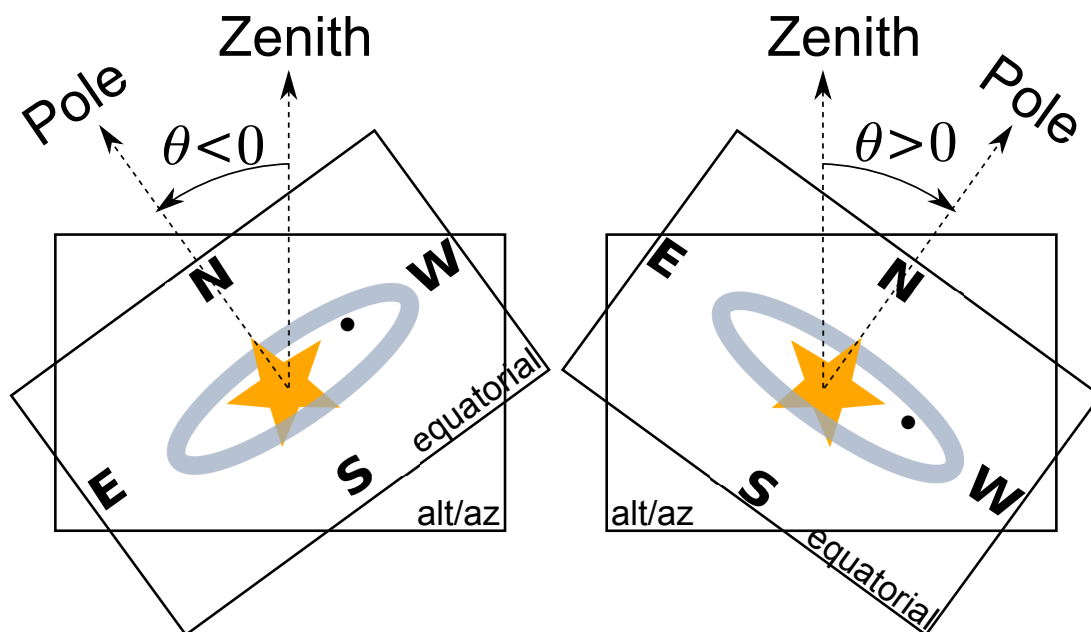


FIGURE 1.14 – Illustration de l'orientation du champ en fonction de l'angle parallactique θ pour une observation d'un système planétaire avant le passage de l'étoile au méridien local (à gauche) et après le passage au méridien. Les deux rectangles indiquent les champs vus par une caméra installée au foyer Cassegrain d'un télescope de monture alt-azimutale et équatoriale respectivement. θ s'annule lorsque l'étoile passe au méridien.

- Historiquement, les observations étaient réalisées en **champ stabilisé** (e.g. [Mouillet et al. 1997a](#)). Pour atteindre le haut contraste, la FEP était évaluée en observant une source de référence de même magnitude, de même type spectral, et aux mêmes angles parallactiques afin de reproduire au mieux l'évolution des structures et aberrations liées à la pupille durant la séquence d'observation. La technique de champ stabilisé permet des temps de pose longs mais nécessite de reproduire au mieux les conditions d'observation en observant une étoile de référence. La qualité de la correction de l'optique adaptative peut avoir varié significativement. Cela est donc coûteux en terme de temps d'observation pour une évaluation peu précise de la FEP.
- En mode **pupille stabilisée**, la pupille reste fixe au cours de la séquence d'observation, ainsi que tous les éléments optiques qui sont fixes par rapport à elle, mais on laisse le champ tourner avec l'angle parallactique. Au foyer Cassegrain, cela est obtenu facilement

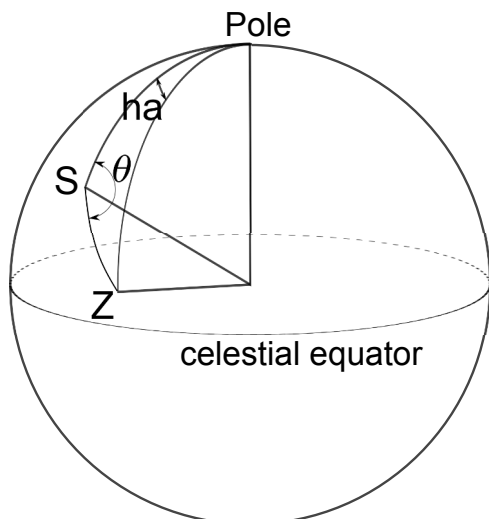


FIGURE 1.15 – Définition de l’angle parallactique θ sur la sphère céleste pour une source S dont l’angle horaire est ha et un observateur dont le zénith est Z .

en déconnectant le rotateur qui compense la rotation de champ. Au foyer Nasmyth, le rotateur suit le mouvement de rotation de la pupille, qui varie selon l’angle zénithal. Dans ce cas, les rotations et translation des aberrations quasi-statiques sont fortement réduites mais les éléments du champ (planètes, disque) tournent avec l’angle parallactique (cf Figure 1.14). On peut alors grâce à des algorithmes détaillés ci-dessous évaluer la FEP sans avoir à observer d’étoile de référence

Les étapes de reduction de données en ADI sont les suivantes (Marois et al. 2006).

1. Prétraitement des images.

Les données ADI se présentent sous la forme d’un cube d’images brutes. Le tri préliminaire est effectué sur des critères de flux et de rapport de Strehl pour détecter les images pour lesquelles la boucle d’asservissement de l’OA est ouverte. Un traitement appelé cosmétique est ensuite appliqué pour corriger des effets dus à la transmission du télescope et de l’instrument. On divise les images du cube par la plage de lumière uniforme, on détecte aussi les mauvais pixels et on remplace leur valeur par interpolation. Le fond de ciel est soustrait si nécessaire, son émission est évaluée soit en plaçant l’image de l’étoile à différentes positions sur le détecteur (technique de dithering), soit en observant une région voisine du ciel après les mesures sur l’étoile comme c’est d’usage en coronagraphie. Enfin, un recentrage est appliqué. En cas de saturation des images, le centrage est effectué à partir d’une régression bidimensionnelle d’une fonction de Moffat sur la partie non saturée des ailes de la FEP. Le cube ainsi créé est baptisé cube initial.

2. Traitement ADI

Le principe de base des algorithmes ADI consiste à soustraire une FEP de référence à chaque image du cube initial, de façon à produire un cube d’images résiduelles (Marois et al. 2006). Chaque image est ensuite réalignée dans un même référentiel en la tournant d’un angle correspondant à son angle parallactique. La FEP de référence est obtenue en calculant la médiane temporelle de ce cube comme illustré sur la figure 1.16.

Cet algorithme est appelée classic Angular Differential Imaging (cADI), car la FEP de référence est la simple médiane temporelle sur toutes les images du cube initial. Dans le cube initial, les aberrations quasi-statiques et les motifs dus à la diffraction par les aigrettes sont fixes ou lentement variables, alors que le champ tourne. La médiane temporelle permet donc de tenir compte de ces structures dans la FEP (Figure 1.16).

Depuis sa publication par Marois et al. (2006), de nombreuses variantes ont été proposées, qui diffèrent par leur méthode d’évaluation de la FEP de référence. La technique smart

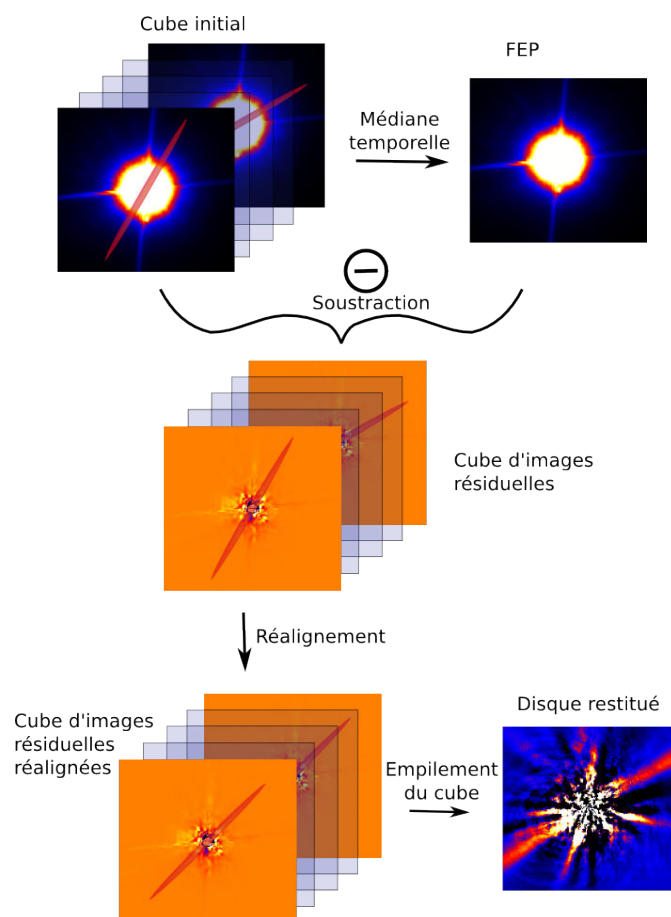


FIGURE 1.16 – Description des étapes de retraitement de l'algorithme cADI. Le trait épais rouge dans les cubes représentent un disque vu de côté. Les deux structures horizontales et verticales visibles sur la FEP sont les araignées du télescope.

Angular Differential Imaging (sADI) est décrite dans le supplément en ligne⁴ de [Lagrange et al. \(2010\)](#). La FEP de référence est propre à chaque image i du cube initial. Elle est calculée par médiane temporelle sur un nombre restreint d'images du cube suffisamment proches temporellement de l'image i de façon à ce que les aberrations quasi-statiques et la turbulence n'aient pas évolué significativement, mais suffisamment éloignées angulairement de façon à ne pas auto-soustraire les objets du champ (planète, disque). Il dépend donc de trois paramètres :

- le nombre N d'images du cube initial à prendre en compte pour estimer la FEP, appelé profondeur d'images
- l'écart angulaire minimum entre l'angle parallactique correspondant à l'image i et celui des images utilisées pour estimer la FEP. On exprime généralement cet angle en en éléments de résolution c_{sep} à un certain rayon r de l'étoile.
- le rayon r à l'étoile

On choisit typiquement une vingtaine d'images afin de ne pas être gêné par le bruit de photons du halo stellaire, et un écart c_{sep} de 1 élément de résolution pour le rayon r considéré. Ce rayon correspond généralement à la région dans laquelle on s'attend à détecter un compagnon. Cet algorithme est ainsi optimisé pour un rayon à l'étoile r donnée. Si l'on souhaite conserver le même critère de séparation pour différents rayons on peut évaluer la FEP indépendamment dans des anneaux concentriques de l'image. C'est ce qui est fait dans l'algorithme radial Angular Differential Imaging (rADI). Là encore, il existe donc trois paramètres : la profondeur d'images N , la séparation azimutale minimum exprimée en nombre de largeur à mi-hauteur ou en pixel c_{sep} et l'épaisseur radiale des anneaux δr .

L'algorithme Locally Optimized Combination of Image (LOCI) a été proposé par [Lafrenière et al. \(2007\)](#). Il évalue la FEP de référence de manière locale, dans des fractions d'anneaux appelées zones de soustraction. Cette FEP de référence est une combinaison linéaire d'images provenant d'un sous-échantillon défini comme pour sADI et rADI par la profondeur N et l'écart angulaire c_{sep} . Les coefficients sont ensuite calculés de manière à minimiser quadratiquement les résidus sur une fraction d'anneau généralement plus grande que la zone de soustraction.

1.5.3 L'imagerie différentielle polarimétrique

La technique d'PDI est plus ancienne que l'ADI car elle a été utilisée historiquement pour cartographier les nébuleuse circumstellaires par réflexion, avant l'avènement de l'OA ([Weintraub et al. 2000](#)). [Bastien & Menard \(1990\)](#) détaillent l'ensemble des cartes polarimétriques réalisées avec cette technique et publiées avant 1990. Cette technique repose sur une propriété de la lumière acquise lorsqu'elle est diffusée par une particule du milieu circumstellaire : la polarisation linéaire. En revanche, la lumière issue de l'étoile centrale est en moyenne non polarisée car le mécanisme d'émission thermique ne favorise pas une direction de polarisation plutôt qu'une autre. On peut donc distinguer le halo stellaire de la lumière diffusée en mesurant deux directions de polarisation orthogonales à l'aide d'un polariseur ou d'une lame séparatrice polarisante.

Il est nécessaire d'introduire un des formalismes de description de la polarisation avant d'aller plus loin. On utilise pour cela dans le domaine des disques circumstellaires la représentation de Stokes ([Stokes 1852](#)) qui permet de décrire l'état de polarisation de la lumière à partir d'un ensemble de mesures I réalisés à l'aide des filtres polariseurs F indiqués sur la Figure 1.17. A titre d'exemple, le filtre polariseur F_{0° donne la mesure I_{0° et ne laisse passer que la composante verticale du champ électro-magnétique. Les paramètres de Stokes peuvent être calculés à l'aide

4. <http://www.sciencemag.org/content/suppl/2010/06/08/science.1187187.DC1/Lagrange.SOM.pdf>

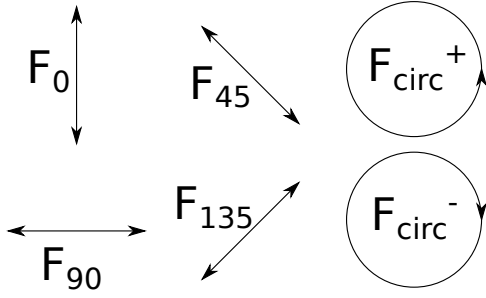


FIGURE 1.17 – Vibrations transmises par les six filtres polariseurs permettant une mesure simple des paramètres de Stokes. Figure adaptée de Leroy (2000)

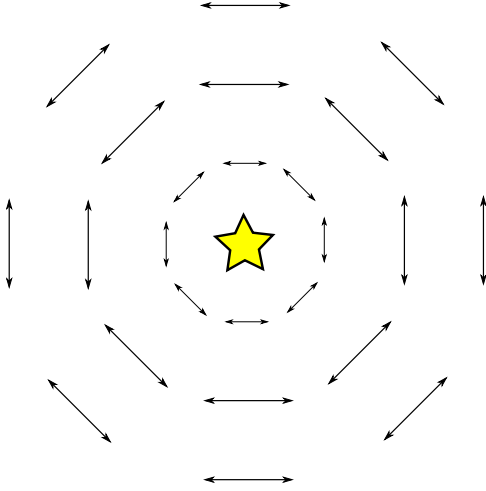


FIGURE 1.18 – Direction de polarisation dans le cas de particules distribuées autour d'une source centrale. Cette configuration illustre le cas du soleil dans le ciel ou d'un disque de poussière diffusant la lumière de l'étoile centrale par le mécanisme de Rayleigh.

de

$$I = I_{0^\circ} + I_{90^\circ} = I_{45^\circ} + I_{135^\circ} \quad (1.7)$$

$$Q = I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \quad (1.8)$$

$$U = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \quad (1.9)$$

$$V = I_{\text{circ}}^+ - I_{\text{circ}}^- \quad (1.10)$$

Pour un faisceau de lumière totalement polarisé, on a $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, alors que pour un faisceau non polarisé, $Q = U = V = 0$. Il est donc légitime de définir le taux de polarisation comme

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (1.11)$$

On distingue dans le cadre de la matière circumstellaire et des atmosphères planétaires, deux principaux mécanismes de polarisation de la lumière : la diffusion Rayleigh et celle de Mie. La diffusion Rayleigh se produit lorsqu'un photon est diffusé par une particule de petite taille par rapport à sa longueur d'onde. L'exemple le plus connu est celui du ciel : les molécules de l'atmosphère, essentiellement du dioxygène et du diazote, diffusent les photons solaires initialement non-polarisés. Ce faisant, ces photons acquièrent une polarisation linéaire qui dépend de l'angle de diffusion ϕ . La direction de polarisation est toujours tangentielle, comme illustrée par la figure 1.18. La diffusion Rayleigh est un mécanisme très efficace pour polariser la lumière puisque le taux de polarisation P , vaut $\frac{\sin^2\phi}{1+\cos^2\phi}$, soit 100% à 90° . Cette signature polarimétrique sera utilisée pour tenter de détecter des exo-Terres en lumière réfléchie (Stam 2008) et c'est également une propriété de l'atmosphère terrestre utilisée pour calibrer les polarimètres (Harrington et al. 2011).

Dans le cas où les molécules qui diffusent sont de plus grande taille, de l'ordre de la longueur d'onde ou plus grandes, comme c'est le cas pour des poussières du milieu interstellaire ou

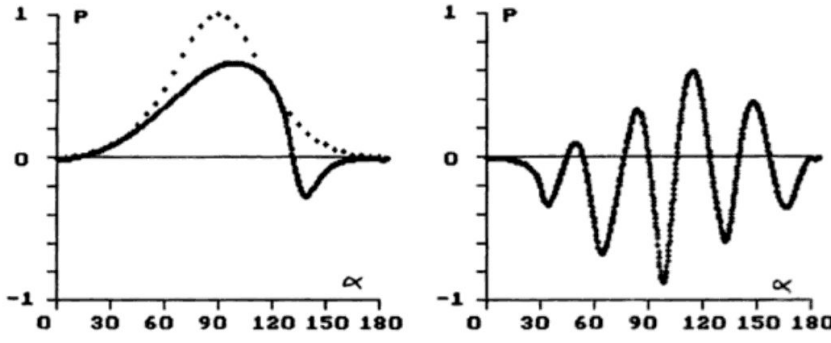


FIGURE 1.19 – Fraction polarisée P en fonction de l’angle de diffusion prédite par la théorie de Mie pour des gouttes d’eau sphériques dont le paramètre de forme $x = 2\pi a/\lambda$ vaut 0.4 (courbe en pointillés à gauche), 2 (trait plein à gauche) ou 6 (à droite) (d’après Leroy 2000)

d’un disque circumstellaire, la loi de diffusion est différente du cas précédent. Il est possible de calculer numériquement et dans certains cas analytiquement l’intensité et la polarisation de la lumière diffusée. La théorie la plus ancienne et la plus répandue est la théorie de Mie, développée au début du $XX^{\text{ème}}$ siècle par le physicien allemand éponyme (Mie 1908). Elle suppose des particules sphériques entièrement caractérisées par leur diamètre a et leur indice de réfraction. Contrairement à la théorie de Rayleigh, la théorie de Mie prévoit une diffusion préférentielle vers l’avant. De plus la fraction polarisée peut dans certains cas s’inverser au delà de 90° , voire pour des particules suffisamment grandes, osciller, comme illustré sur la Figure 1.19. Une fraction polarisée négative correspond à une polarisation radiale. Il apparaît que ces caractéristiques sont très liées à la forme de la particule diffusante. Ainsi l’hypothèse sphérique de la théorie de Mie n’est parfois pas adaptée à des géométries plus complexes, comme c’est le cas par exemple pour des agrégats poreux. Néanmoins, le calcul analytique n’est plus possible pour des géométries plus complexes que l’ellipsoïde ou le cylindre, et il faut alors recourir au calcul numérique ou à l’expérimentation (Leroy 2000). Ce problème a été rencontré lors de l’analyse du disque de HR 4796, présenté en section 3.2.3.

Ces deux mécanismes induisent une polarisation entièrement linéaire. Ainsi l’équation 1.11 se simplifie en

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (1.12)$$

et nous utiliserons cette définition par la suite. Le numérateur, noté $pI = \sqrt{Q^2 + U^2}$ est appelé intensité polarisée. C’est la quantité intéressante car elle ne contient pas la contribution stellaire et révèle la présence de matière circumstellaire. La polarimétrie présente donc un double intérêt. D’une part elle permet d’isoler la contribution de la lumière diffusée par rapport à l’émission thermique de l’étoile. D’autre part, elle apporte des informations sur les propriétés des particules diffusantes, à travers la connaissance de la fraction polarisée p et sa dépendance avec l’angle de diffusion ϕ .

Pour obtenir l’intensité polarisée pI , les équations 1.12, 1.8 et 1.9 montrent qu’il faut mesurer l’intensité polarisée dans au moins quatre directions : 0° et 90° pour obtenir le paramètre de Stokes Q et 45° et 135° pour le paramètre de Stokes U . Il existe différentes implémentations possibles, qui reposent sur les propriétés optiques de certains matériaux. On peut utiliser un milieu biréfringent, comme le cristal de spath d’Islande ou le quartz, c’est-à-dire un milieu dont l’indice optique dépend de l’état de polarisation de la lumière et de sa direction de propagation. Lorsque la lumière se propage parallèlement à l’axe optique du cristal, le milieu présente deux indices de réfraction différents selon l’état de polarisation ce qui permet de séparer le faisceau incident en deux faisceaux émergents dont la direction de polarisation est orthogonale. On utilise

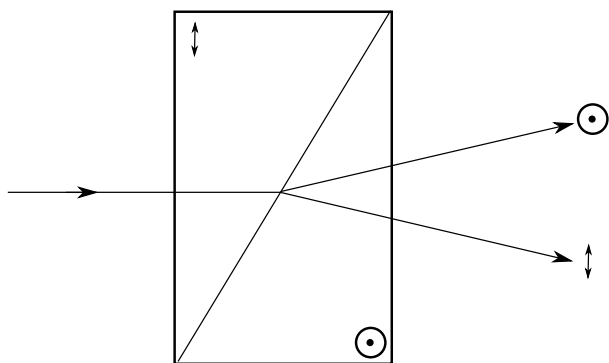


FIGURE 1.20 – Schéma d'un prisme de Wollaston comme celui utilisé sur NaCo. Ce composant sépare angulairement les deux composantes linéaires de polarisation.

ce principe en astronomie dans le prisme de Wollaston qui permet d'isoler I_{0° et I_{90° par exemple (Figure 1.20). C'est l'implémentation choisie pour l'instrument NaCo par exemple. Pour obtenir I_{45° et I_{135° , on peut tourner le prisme de 45° par exemple, ou utiliser une lame demi-onde en amont du prisme de Wollaston, comme sur NaCo. Une lame demi-onde transmet sans altération une vibration si celle-ci est parallèle à l'une de ses deux lignes neutres, et renverse l'angle de la vibration avec la ligne neutre dans le cas contraire. Cette propriété permet à partir d'une position initiale de la lame demi-onde de mesurer Q puis en tournant la lame de 22.5° de mesurer U. Une technique alternative de mesure est l'utilisation d'un cristal dichroïque. Il s'agit d'un cristal qui absorbe inégalement les deux composantes polarisées linéairement d'un faisceau incident. On citera par exemple le polaroïd, qui absorbe entièrement une direction de polarisation, permettant la mesure directe de I_{0° par exemple. C'est la solution implémentée dans l'instrument InfraRed Dual-beam Imaging and Spectroscopy (IRDIS) : le faisceau est séparé en deux et chaque canal contient un polaroïd à 90° l'un de l'autre afin de mesurer simultanément I_{0° et I_{90° . Pour l'instrument Zürich Imaging Polarimeter (ZIMPOL), le polaroïd a été remplacée par une lame semi-réfléchissante polarisante pour ne pas perdre la moitié des photons.

Les appareils de mesures à deux canaux comme NaCo ou IRDIS souffrent d'effets différentiels entre les deux voies. En effet la transmission n'est pas la même car les optiques traversées par les deux faisceaux sont différentes, le gain électronique des pixels est également différent et il existe des aberrations différentielles entre les deux canaux. Idéalement, on souhaiterait pouvoir mesurer simultanément ou presque I_{0° et I_{90° et avec les mêmes pixels. C'est l'implémentation choisie par l'instrument ZIMPOL pour obtenir la meilleure précision polarimétrique, à l'aide d'une modulation à très haute fréquence. Pour les instruments plus traditionnels comme NaCo, on peut s'affranchir ou tout au moins diminuer les effets différentiels à l'aide d'une redondance dans les observations apportées par une modulation de la lame demi-onde, sur des échelles de temps plus longues. Il s'agit d'introduire la lame demi-onde pour effectuer deux mesures successives à deux orientations différentes séparées de 45° , notée HWP_0 et HWP_{45} , qui peuvent être séparées de plusieurs minutes. J'illustre cela pour la mesure du paramètre de Stokes Q. Si le faisceau incident se compose d'une composante non polarisée I à laquelle se superpose une composante polarisée Q alors le détecteur mesurera pour les deux canaux notés maintenant I_{\parallel} et I_{\perp} .

$$I_{\parallel}^{\text{HWP}_0} = \frac{1}{2}(I + Q) \times G_{\parallel} \times G^{\text{HWP}_0} \quad (1.13)$$

$$I_{\perp}^{\text{HWP}_0} = \frac{1}{2}(I - Q) \times G_{\perp} \times G^{\text{HWP}_0} \quad (1.14)$$

$$I_{\parallel}^{\text{HWP}_{45}} = \frac{1}{2}(I - Q) \times G_{\parallel} \times G^{\text{HWP}_{45}} \quad (1.15)$$

$$I_{\perp}^{\text{HWP}_{45}} = \frac{1}{2}(I + Q) \times G_{\perp} \times G^{\text{HWP}_{45}} \quad (1.16)$$

expression dans laquelle on a supposé que le gain G permettant de convertir le faisceau incident en signal en Analog to Digital Units (ADU) sur le détecteur peut être factorisé en deux termes :

- un terme dépendant du canal de mesure mais constant temporellement G_{\parallel} et G_{\perp}
- un terme dépendant de l'instant de mesure (selon l'orientation de la lame demi-onde utilisée) mais constant pour les deux canaux G^{HWP_0} et $G^{\text{HWP}_{45}}$

Il apparaît alors que le rapport $\frac{I_{\parallel}^{\text{HWP}_0}/I_{\perp}^{\text{HWP}_0}}{I_{\parallel}^{\text{HWP}_{45}}/I_{\perp}^{\text{HWP}_{45}}}$ noté R^2 se simplifie en

$$R^2 = \left(\frac{I + Q}{I - Q} \right)^2 \quad (1.17)$$

permettant ainsi de s'affranchir des gains différentiels entre les canaux ou entre les deux instants de mesure. On tire ensuite facilement de cette équation l'expression du paramètre de Stokes Q :

$$Q = \frac{R - 1}{R + 1} I \quad (1.18)$$

Cette technique est connue sous le nom de double ratio ([Tinbergen 2005](#)). En réalisant la même série de mesures après avoir tourné la lame demi-onde de 22.5° par rapport à la position initiale du cycle précédent, on aboutit à la détermination du paramètre de Stokes U . Elle se distingue de la technique de double différence qui consiste en la soustraction

$$Q = \frac{1}{2} \left[(I_{\parallel}^{\text{HWP}_0} - I_{\perp}^{\text{HWP}_0}) - (I_{\parallel}^{\text{HWP}_{45}} - I_{\perp}^{\text{HWP}_{45}}) \right] \quad (1.19)$$

sous l'hypothèse d'avoir au préalable bien calibré les transmissions G de chacun des canaux.

1.5.4 Le nouvel instrument SPHERE

SPHERE ([Beuzit et al. 2008](#)) est le quatrième instrument parmi ceux dits de seconde génération à équiper le VLT, après l'arrivée de X-shooter en 2009, KMOS (K-band Multi Object Spectrograph) en 2012 et MUSE (Multi Unit Spectroscopic Explorer) en 2013. Construit par un consortium de laboratoires et d'instituts européens, il a été assemblé à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) en 2012-2013 et a connu sa première lumière en mai 2014, au foyer Nasmyth de l'UT3 (Figure 1.21). Son objectif principal est la détection et la caractérisation d'exoplanètes par l'imagerie directe de l'environnement circumstellaire. Pour cela, il dispose de trois instruments scientifiques partageant un sous-système commun comme illustré sur le schéma de la Figure 1.22 :

Le sous-système commun Common Path and Infrastructure (CPI) représente l'ensemble des composants communs aux trois instruments : les optiques, le système d'OA, les lampes de calibration interne et les coronographes ainsi que la structure mécanique et les pièces liées aux besoins de régulation thermique de l'environnement. Les objectifs

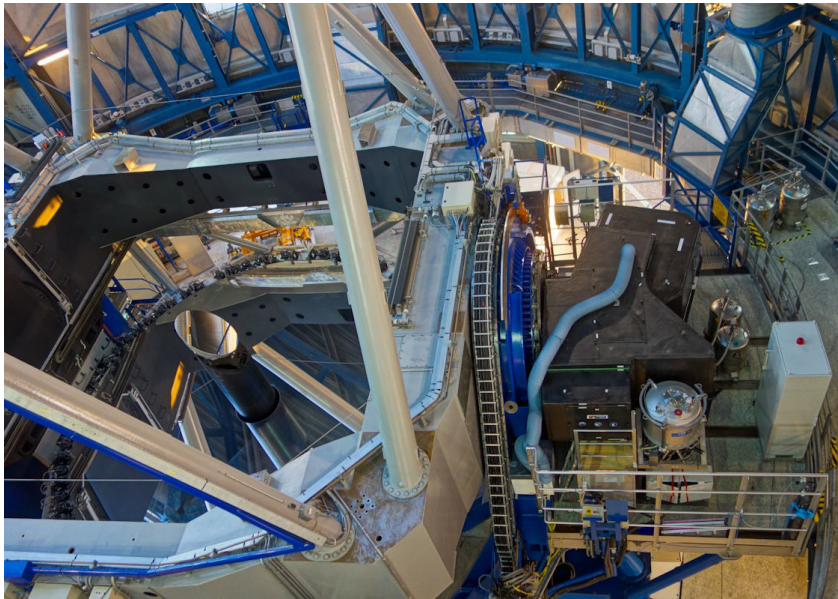


FIGURE 1.21 – Vue plongeante de l'UT3, présentant les miroirs primaire et tertiaire ainsi que SPHERE au foyer Nasmyth (crédits : Julien Girard et Jean-Luc Beuzit).

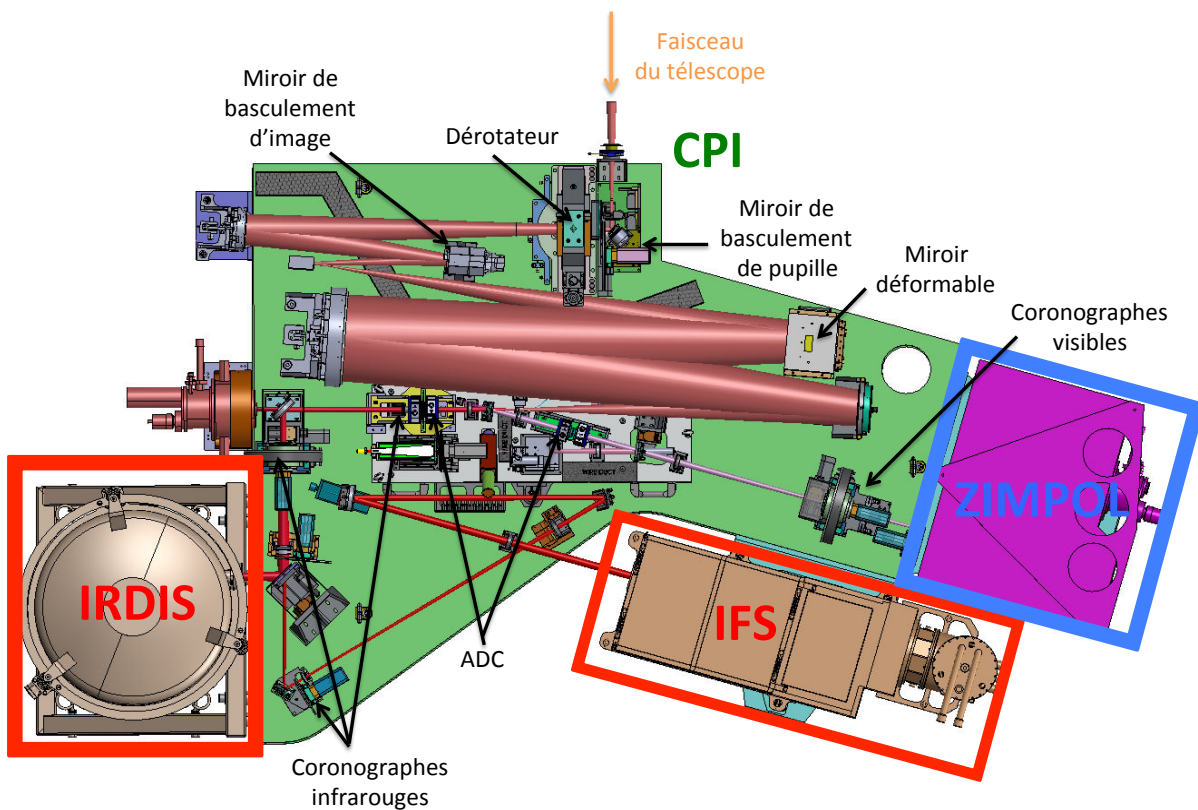


FIGURE 1.22 – Schéma de l'architecture de SPHERE montrant la disposition des 4 sous-systèmes et des principaux composants.

scientifiques requièrent un rapport de Strehl de 90% en bande H, l’OA a donc été dimensionnée en conséquence avec un miroir déformable de 41×41 actuateurs et un analyseur de surface d’onde de type Shack-Hartmann de 40×40 micro-lentilles fonctionnant dans le visible avec une fréquence d’échantillonnage de 1.2kHz. La stabilité de l’image et de la pupille étant cruciale en coronagraphie pour atteindre un haut contraste, un analyseur du mode de basculement est installé proche des coronographes avec un commande dédié réalisé par l’intermédiaire du miroir de basculement d’image (voir Figure 1.22). La translation de la pupille est mesurée par l’analyseur de surface d’onde et corrigé par le miroir de basculement de pupille.

Le spectro-imageur infrarouge à deux canaux IRDIS (Langlois et al. 2010) constitue le principal instrument scientifique, avec une caméra sensible aux longueurs d’onde de 950nm (bande Y) à 2.3 μ m (bande Ks) et un large champ de vue de diamètre un peu moins de 12". Il possède deux voies d’analyses en aval d’une lame dichroïque permettant de réaliser de l’imagerie différentielle spectrale en utilisant des jeux de filtres différents dans chaque voie, ou polarimétrique en utilisant des polariseurs orientés à 90°. Avec une erreur de front d’onde différentiel entre les deux voies de 10nm ou moins, il a pour but d’atteindre un contraste à 5σ inférieur à 1×10^{-5} et 5×10^{-6} à une séparation de 0.1" et 0.5" respectivement. Il a été conçu pour pouvoir fonctionner en parallèle de l’Integral Field Spectrograph (IFS), en bande H ou Ks, c’est notamment cette configuration qui sera utilisée pour la campagne de détection d’exoplanète appelée NIRSUR (Near-InfraRed Survey). Il dispose également d’un spectrographe à fente d’un pouvoir de résolution de 50 à 500. Les principaux modes qui nous intéresseront pour la caractérisation des disques de débris seront l’imagerie classique en bande large ainsi que polarimétrique.

Le spectrographe intégral de champ IFS permet de disperser la lumière entre 0.95 μ m et 1.65 μ m avec une résolution de 50, créant ainsi un cube spectral d’images sur un champ de vue faible de diamètre 1.75". Il est principalement destiné à la détection et caractérisation de planète, avec un but de contraste à 5σ de 1×10^{-6} à une séparation de 0.5". Le principe d’un tel instrument est d’utiliser la chromaticité des tavelures comme pour la technique SDI mais en s’affranchissant des aberrations différentielles inhérentes aux imageurs à deux canaux comme IRDIS. La soustraction de la FEP est effectuée via un processus appelé déconvolution spectrale Sparks & Ford (2002). Son intérêt n’a pas encore été démontré sur les disques de débris. Il peut s’avérer intéressant dans le cas de la présence de gaz, notamment d’hydrogène via l’émission de la raie Paschen α . Je n’ai donc pas davantage étudié ses performances dans ce travail de thèse.

L’imageur différentiel ZIMPOL Schmid et al. (2010). Il s’agit d’un imageur polarimétrique à haute précision, couvrant le domaine des longueurs d’onde visibles de 600 à 900nm, d’un champ de vue 3.5". Il est basé sur le principe de modulation de la polarisation à haute fréquence, concept initialement développé pour des observations du soleil (Povel 1995). Le modulateur est un cristal liquide ferro-électrique qui bascule la polarisation de 90° à une fréquence de 1kHz (voir schéma en Figure 1.23). Cette modulation est donc plus rapide que l’évolution de la turbulence atmosphérique⁵ Une lame semi-réfléchissante polarisante permet ensuite de séparer les deux directions orthogonales de polarisation, et produit donc en aval un signal modulé temporellement en intensité. La démodulation est effectuée avec une caméra CCD dont les lignes paires sont masquées. Une matrice de micro-lentilles focalise le faisceau sur les pixels non-masquées, et un transfert de charges est effectué alternativement entre les lignes paires et impaires et synchronisé

5. Le temps de cohérence mesuré à Paranal à 0.5 μ m valait en moyenne 3.9ms pour l’année 2000 (Sarazin & Tokovinin 2002).

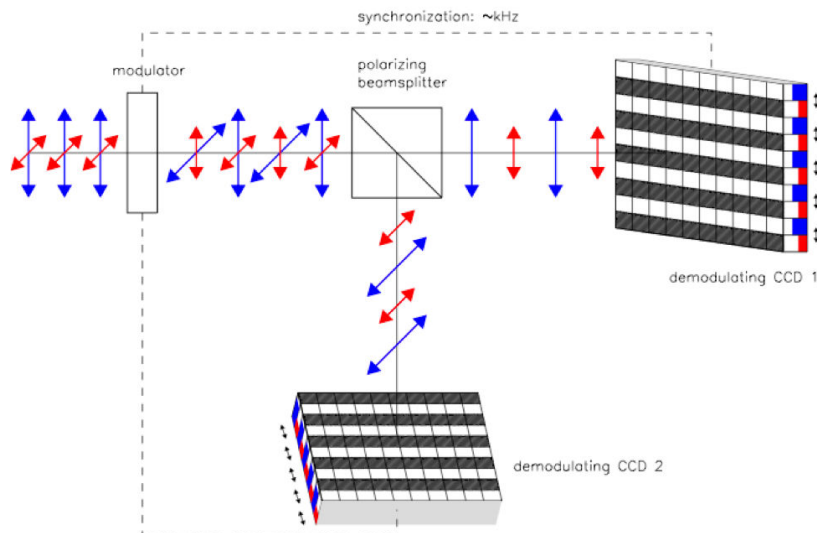


FIGURE 1.23 – Schéma du principe de modulation polarimétrique de ZIMPOL (Bazzon et al. 2012).

à la vitesse de modulation afin d’enregistrer le signal polarisé selon une direction (en rouge) sur les lignes paires et le signal polarisé selon la direction orthogonale (en bleu) sur les lignes impaires. Cette technique ingénieuse permet ainsi de limiter les aberrations différentielles puisque le faisceau traverse les mêmes surfaces optiques. Il est même enregistré par les mêmes pixels (ceux non masqués) et l’effet différentiel dû au stockage des charges correspondant à chacune des directions de polarisation selon les lignes paires ou impaires peut être compensé en désynchronisant d’une demi-période modulateur et démodulateur à chaque lecture du CCD. La présence d’une deuxième caméra permet de ne pas perdre de photons mais les deux caméras enregistrent exactement le même signal⁶. Un tel instrument installé sur un télescope de la classe des 8m est un concept unique. Il est particulièrement intéressant dans le cas de l’étude de la lumière diffusée par la poussière circumstellaire et le diagnostic qu’il apporte est complémentaire à celui fourni par les images en infrarouge proche. Dans le contexte des observations solaires, ce concept de modulation par cristaux liquides a fait ses preuves en atteignant une sensibilité polarimétrique en dessous de 10^{-5} pour une scène à faible contraste. L’application au domaine du haut contraste induit de nouvelles exigences puisqu’il faut contrôler avec une précision de moins d’un nm que cette modulation n’induit pas de modulation des aberrations.

Ainsi SPHERE se caractérise par une grande diversité de modes d’observation et de configuration possibles, qui font la force de cet instrument mais rendent son utilisation complexe. Il inclut des développements instrumentaux parmi les plus avancés pour répondre aux problématiques de détection d’objets faibles à courte séparation. Deux aspects essentiels ont guidés sa conception : la stabilité de la FEP et l’implémentation des techniques d’imagerie différentielle pour soustraire le plus fidèlement possible les aberrations. Ce sont les points sur lesquels j’ai travaillé, à la fois sur NaCo et SPHERE dans une optique de compréhension fine des meilleurs stratégies d’observation pour les disques. Cela fait l’objet de la prochaine section.

6. Notons toutefois que l’efficacité polarisante de la lame semi-réfléchissante est moins bonne pour le faisceau réfléchi que pour le faisceau transmis.

L'obtention du haut contraste :
 caractérisation et soustraction de la fonction
 d'étalement de point

Sommaire

2.1	Etude des corrélations temporelles de la fonction d'étalement de point de NaCo	47
2.1.1	Description des outils d'analyse de la corrélation temporelle	47
2.1.2	Résultats : différentes vitesses de décorrélation	48
2.1.3	Analyse de la variabilité spatiale	49
2.1.4	Influence de la longueur d'onde : comparaison avec la bande L'	50
2.1.5	Influence du passage au méridien	53
2.1.6	L'apport de la simulation	54
2.1.7	Les premières comparaisons avec SPHERE/ IRDIS	56
2.1.8	Conclusions de l'étude : vers une analyse factorielle	56
2.2	Le développement d'une technique avancée de soustraction basée sur l'analyse en composantes principales	59
2.2.1	Aux origines de l'analyse en composantes principales	59
2.2.2	L'implémentation de l'analyse en composantes principales dans la chaîne de réduction de l'IPAG	59
2.2.3	Les points-clef de l'analyse en composantes principales	66
2.2.4	La soustraction de référence, une technique réhabilitée par l'analyse en composantes principales	70
2.2.5	Au-delà de l'analyse en composantes principales	72
2.3	L'imagerie différentielle angulaire des disques	74
2.3.1	Objets ponctuels et objets étendus	74
2.3.2	L'impact de la technique sur les propriétés des disques	74
2.3.3	L'impact de la technique d'analyse en composantes principales sur les propriétés des disques	93
2.4	La polarisation, une méthode efficace de haut-contraste	98
2.4.1	La correction de la polarisation instrumentale	98
2.4.2	Les performances du mode polarimétrique de NaCo	101

La caractérisation fine de la fonction d'étalement de point (FEP) est une condition essentielle pour atteindre un haut contraste à courte séparation. En effet si la FEP est connue à tout instant, on peut alors soustraire la contribution de l'étoile, et révéler ainsi l'environnement circumstellaire en présence uniquement de bruits à statistique gaussienne bien caractérisés (bruit de photons de l'étoile et du ciel, bruits de détecteur), qui constituent la limite ultime de l'instrument. Cette caractérisation fine est essentielle aussi bien lors de la phase de conception d'un instrument, lors de la préparation de la stratégie observationnelle et des calibrations à effectuer, que lors du traitement des données. Je développe dans cette section un outil de caractérisation de la FEP et différents algorithmes de réduction des données adaptés pour révéler les disques circumstellaires.

2.1 Etude des corrélations temporelles de la fonction d'étalement de point de NaCo

2.1.1 Description des outils d'analyse de la corrélation temporelle

Définition de la corrélation La corrélation temporelle d'un cube d'images est calculée dans des régions notées S de taille de l'ordre de quelques éléments de résolution λ/D de côté. On note $I(x, t)$ l'intensité du pixel x de l'image correspondant au temps t du cube initial. On définit la corrélation entre l'image t_1 et t_2 de la manière suivante :

$$\rho(t_1, t_2) = \frac{\sum_{x \in S} [I(x, t_1) - \overline{I}_{t_1}] [I(x, t_2) - \overline{I}_{t_2}]}{\sigma_{t_1} \sigma_{t_2}} \quad (2.1)$$

avec \overline{I}_{t_i} et σ_{t_i} la moyenne et l'écart-type de la région S à l'instant t_i . Il s'agit de la définition mathématique rigoureuse de la corrélation au sens de Pearson. Nous avons vérifié qu'avec une telle définition la moyenne des corrélations calculées sur deux régions distinctes est du même ordre que la corrélation calculée sur la réunion de ces deux régions. Cette propriété n'est pas vérifiée analytiquement en raison de la normalisation par $\sigma_{t_1} \sigma_{t_2}$. Si l'écart type est le même sur les 2 régions, la propriété devient vraie mathématiquement, notre définition a donc du sens sur des régions dont les pixels suivent la même densité de probabilité, par exemple des régions situées à la même distance de l'étoile (invariance par rotation). La normalisation est utile pour s'assurer d'une corrélation unitaire pour un écart temporel nul et pour pouvoir ainsi comparer des données d'origines différentes (étoiles, longueurs d'onde ou instruments différents par exemple).

Cette propriété est bien vérifiée pour des régions S de taille d'une dizaine d'éléments de résolution. Pour de plus grandes régions, cette propriété est mise en défaut. Une telle considération est pertinente pour plusieurs raisons : on aimerait en pratique considérer des régions S de 1 voire 2 éléments de résolution afin de d'obtenir une information spatiale et détecter si la décorrélation varie spatialement. En pratique, il est nécessaire d'utiliser des régions suffisamment grandes afin d'augmenter le rapport signal à bruit ou Signal to Noise Ratio (SNR) sur le coefficient de corrélation. Nous verrons même qu'il est nécessaire de moyenniser les coefficients de corrélation pour atteindre un SNR suffisant.

Données employées J'ai employé des images obtenues avec NaCo en pupille stabilisée, dans la bande H sur l'étoile HD61005. Le temps de pose d'une image individuelle, ou Detector Integration Time (DIT) des images est de 1.8s et le temps moyen entre 2 images successives est de 3.9s. J'ai également utilisé des données de simulation générées dans différentes conditions de turbulence.

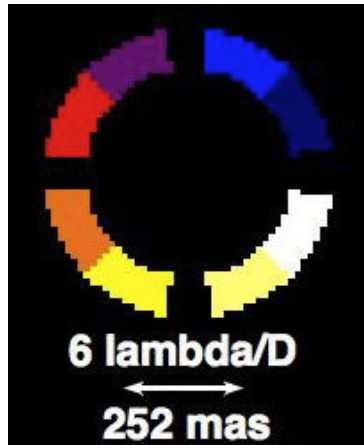


FIGURE 2.1 – *Illustration des huit régions de calcul des corrélations, chacune contenant 10 éléments de résolution.*

Régions S Dans l'hypothèse de travail de base, j'ai sélectionné 8 régions dans laquelle je calcule la corrélation. Ce sont des sections d'anneaux centrées sur l'étoile, ne contenant pas les résidus de diffraction des aigrettes du télescope (Figure 2.1). Ces sections se trouvent à un rayon moyen de $6\lambda/D$ de l'étoile et elles ont une largeur radiale $2\lambda/D$. Elles sont à l'intérieur de la zone corrigée par l'OA de NaCo, qui s'étend jusqu'à $7\lambda/D$. Elles possèdent $4.3\lambda/D$ de largeur azimuthale, de sorte qu'ils contiennent quasiment 10 éléments de résolution.

Binning temporel A partir d'une région donnée et d'un cube de N images, nous sommes en mesure de calculer $\frac{N(N-1)}{2}$ corrélations entre toutes les paires d'images du cube. Afin d'augmenter le SNR, nous effectuons ensuite un binning temporel pour un pas donné Δt . On recherche les paires d'images dont l'intervalle de temps entre leur acquisition respective est $[t; t + \Delta t]$. Ces données constituent un bin temporel. On peut calculer la moyenne et l'écart-type dans ce bin. Cette méthode a un biais car les bins temporels pour Δt court contiennent plus de données que les bins temporels pour Δt grand. On a en effet N paires séparées de δt l'intervalle entre 2 acquisitions successives alors qu'on a seulement une paire séparée de $N \times \delta t$ (la première et la dernière image). J'ai donc remédié à ce biais en créant un pas temporel Δt qui s'adapte de façon à garder toujours environ le même nombre d'éléments par bin. Cela donne par ailleurs l'avantage d'avoir une bonne résolution temporelle pour de faibles écarts temporels.

2.1.2 Résultats : différentes vitesses de décorrélation

On observe Figure 2.2 une décorrélation relativement linéaire en fonction du temps, mais très variable entre sections. On peut distinguer différents régimes selon les intervalles de temps considérés :

- le régime s'établissant sur l'intervalle de temps le plus long, entre 10 et 50min. La décorrélation des images se fait à un taux linéaire relativement faible de 17 ppm/s en moyenne, avec des variations entre les sections de 6.7ppm/s pour la section se décorrélatant le plus lentement (section 2), à 30ppm/s pour la section se décorrélatant le plus rapidement (section 7).
- au-delà de 50 à 60min, la vitesse de décorrélation diminue jusqu'à se stabiliser et dans certains cas remonter légèrement. Nous verrons l'explication de ce phénomène dans la prochaine section.
- sur une échelle de temps de 10 à 20s, la décorrélation est plus rapide (Figure 2.3). Notre résolution temporelle est de 3.9s, ce qui signifie que le premier bin temporel contient les coefficients de corrélation calculés pour des paires d'images séparées de $\delta t = 3.9s$. Le

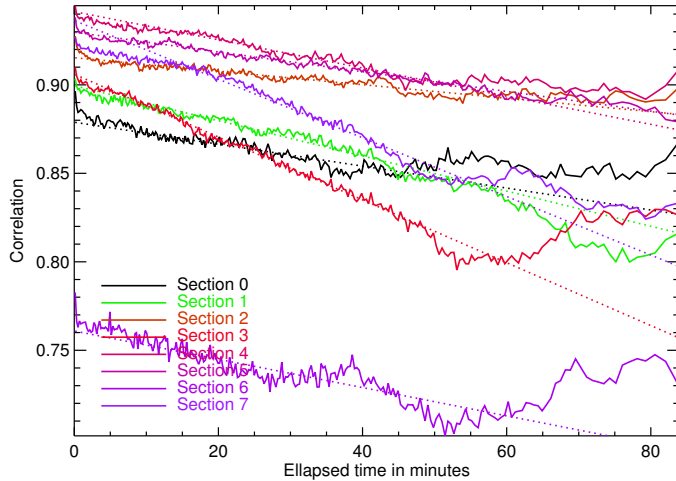


FIGURE 2.2 – Evolution de la corrélation en fonction du temps dans huit régions différentes de l'image. Les lignes en traits pointillés indiquent une régression linéaire effectuée entre 10 et 50 min.

coefficient de corrélation correspondant est de 0.87 en moyenne sur les huit sections, or par construction, il doit valoir 1 pour un intervalle de temps nul. Il y a donc eu une décorrélation rapide sur une échelle de temps inférieure à notre résolution temporelle. Par ailleurs on observe sur nos données de la Figure 2.3 une trace de cette décroissance rapide : la corrélation pour un intervalle de temps de 5s est supérieure à la valeur attendue en extrapolant le comportement entre 25 et 60s (courbe pointillée). La vitesse de décorrélation moyenne mesurée sur les premières 5s est de 1760ppm/s, soit 100 fois plus rapide qu'entre 10 et 50min.

Les vitesses de décorrélation peuvent sembler faibles. Néanmoins, le contraste, qui est la quantité pertinente que l'on cherche à minimiser, n'évolue pas de manière linéaire avec la corrélation. Pour une paire d'images (I_1, I_2) centrées réduites dans la région S , le contraste instantané C obtenu après la simple différence $I_1 - I_2$ vaut

$$C = \sqrt{2(1 - \rho)} \quad (2.2)$$

où ρ est le coefficient de corrélation $\rho = \frac{\sum_{x \in S} I_1(x)I_2(x)}{\sum_{x \in S} I_1(x) \sum_{x \in S} I_2(x)} = I_1 I_2$. Ainsi la vitesse de variation du contraste $\frac{dC}{dt}$ est liée à la vitesse de décorrélation par

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{1}{C} \frac{d\rho}{dt} \quad (2.3)$$

Pour un contraste instantané de $C = 10^{-2}$ et une vitesse de décorrélation $\frac{d\rho}{dt} = 17\text{ppm/s}$, le contraste se dégrade donc très rapidement de plus de 1700ppm/s!

2.1.3 Analyse de la variabilité spatiale

Un résultat inattendu de l'étude des corrélations est la variabilité entre les huit sections d'anneau. Différentes hypothèses sur l'origine de cette variabilité sont éprouvées dans cette section.

1. S'agit-il d'une variabilité liée à la nature du bruit de tavelures à la séparation étudiée ($6\lambda/D$)? On pourrait effectivement supposer qu'à cette séparation relativement faible ($0.3''$), le bruit de tavelures est tel que la présence ou l'absence d'une tavelure quasi-statistique suffisamment brillante suffit à modifier l'évolution temporelle de toute la région. Nous avons donc également répété notre analyse pour des régions de même forme et

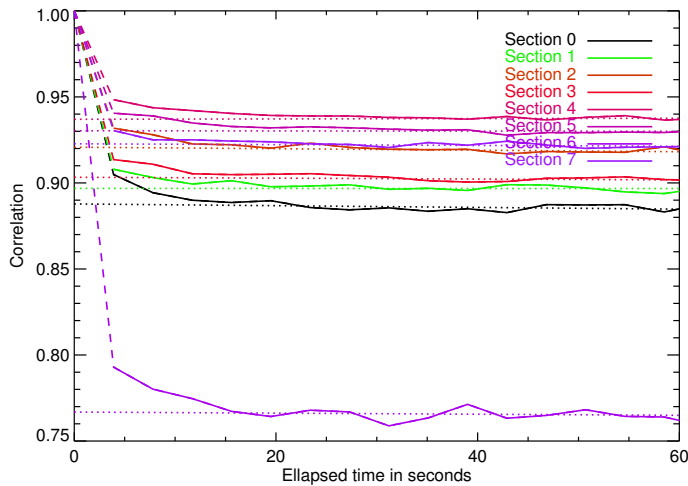


FIGURE 2.3 – Zoom sur la première minute de la Figure 2.2. Les mesures correspondent à la courbe en trait plein. On a ajouté à l'aide de lignes discontinues la valeur théorique de la corrélation pour un intervalle de temps nul. Notre résolution temporelle n'est pas suffisante pour étudier la décorrélation sur cette échelle. La courbe en traits pointillés est une régression linéaire entre 25 et 60s pour illustrer la valeur systématiquement supérieure à celle prédite par la régression pour un intervalle de temps de 10s.

largeur radiale à des séparations plus importantes, pour lesquelles les tavelures sont plus faibles. Les résultats montrent néanmoins une variabilité spatiale toute aussi importante à plus grande séparation (Figure 2.4) : la variabilité spatiale ne dépend donc pas de la distance à l'étoile.

2. Cette variabilité est-elle due à un manque de SNR sur la corrélation ? Dans cette hypothèse, il faut davantage moyenner les corrélations, par exemple en prenant en compte des zones plus grandes. J'ai ainsi utilisé des régions contenant 15 éléments de résolution en augmentant la largeur radiale des sections d'anneaux de 2 à $9\lambda/D$. C'est illustré sur la Figure 2.5. On observe que les corrélations sont en moyenne plus élevées, mais les mêmes écarts entre zones apparaissent. Des régions encore plus grandes (4 sections de largeur radiale $9\lambda/D$ avec 30 à 40 éléments de résolution (Figure 2.6) donnent toujours des variations entre régions, même si la décroissance devient maintenant plus uniforme : les vitesses de décorrélation sont très proches. On a ainsi gommé les spécificités spatiales en utilisant des grandes régions mais l'information pertinente sur la décorrélation des tavelures a aussi été par la même occasion très largement diluée puisque la vitesse de décorrélation est maintenant de 0.33ppm/s en moyenne. Cela confirme ainsi que la variabilité observée entre sections traduit effectivement le comportement local de la FEP qui s'éloigne de la symétrie centrale. Elle est probablement due à des fréquences spatiales basses mal corrigées, d'où l'intérêt d'analyseur de surface d'onde sensibles aux bas ordres pour garder ces aberrations sous contrôle.

2.1.4 Influence de la longueur d'onde : comparaison avec la bande L'

Afin de comparer ces résultats à une autre longueur d'onde, j'ai réalisé la même étude sur des images en bande L' à $3.8\mu\text{m}$. Les résultats sont présentés en Figure 2.7. On observe une corrélation beaucoup plus faible en moyenne que pour la bande H mais la décorrélation est plus lente, avec une vitesse moyenne de 6.6ppm/s entre 10 et 50 min, soit quasiment trois fois plus faible qu'en bande Ks. Cette vitesse de décorrélation plus lente était attendue, mais pas nécessairement sur des échelles de temps si longues. En effet, deux paramètres prédisent une décorrélation plus lente des images. D'une part, le temps de cohérence τ_0 est intrinsèquement plus élevé à grande longueur d'onde. Il est proportionnel à $\lambda^{6/5}$, soit 2.8 fois plus élevé en L'

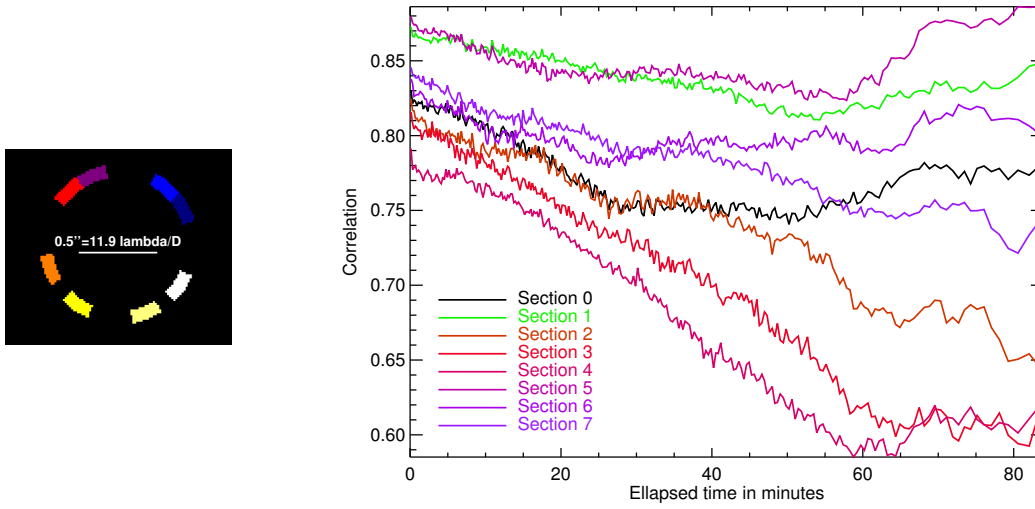


FIGURE 2.4 – Evolution de la corrélation en fonction du temps pour huit régions situées à une séparation de $11\lambda/D$ (à comparer à la Figure 2.2).

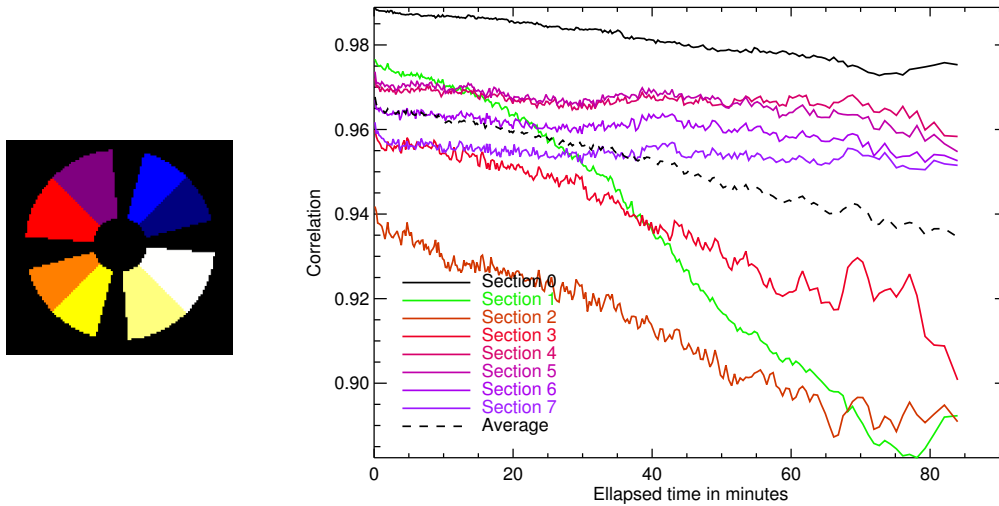


FIGURE 2.5 – Evolution de la corrélation pour 8 larges régions de largeur radiale $9\lambda/D$. Ce graphe est à comparer à la Figure 2.2 pour des régions de largeur radiale $2\lambda/D$

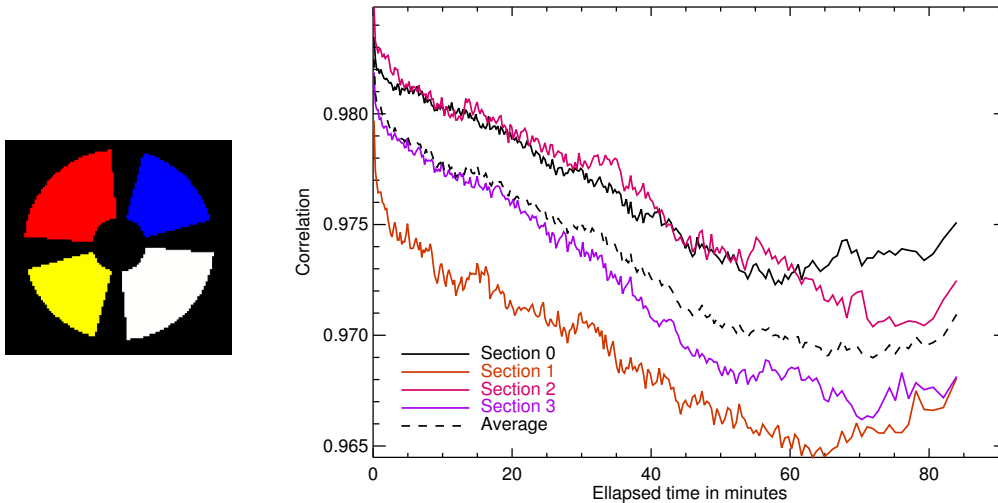


FIGURE 2.6 – Evolution de la corrélation pour 4 larges régions de largeur radiale $9\lambda/D$. Ce graphe est à comparer à la Figure 2.5 pour des régions de largeur azimuthale plus faible.

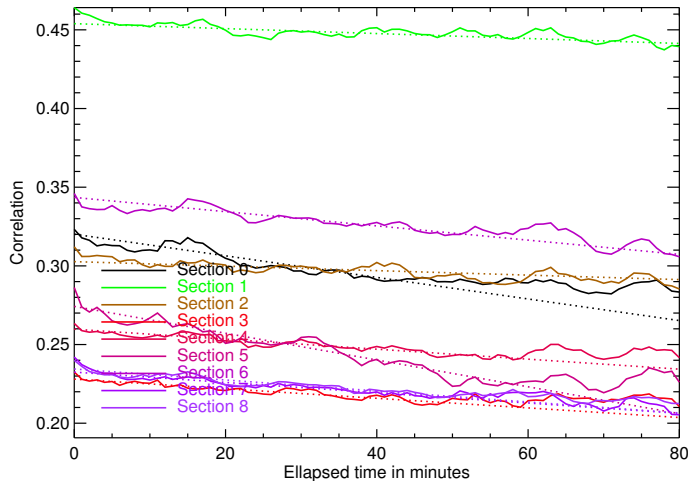


FIGURE 2.7 – Evolution de la corrélation en fonction du temps dans huit régions différentes de l'image à $6\lambda/D$ pour les données en bande L' . Les lignes en traits pointillés indiquent une régression linéaire effectuée entre 10 et 50 min.

qu'en H^1 . D'autre part et en conséquence du dernier point, la correction par l'OA est meilleure à plus grande longueur d'onde. Le rapport de Strehl atteint typiquement 70 à 80% en bande L' . Cela correspond à des valeurs de l'ordre de 13 à 28% en bande H^2 .

Ces données en bande L' présentent la particularité d'avoir été enregistrées avec un DIT très court de 0.2s. La résolution temporelle plus fine permet d'observer la décorrélation temporelle sur des échelles inférieures à la seconde, comme l'illustre la Figure 2.8. La tendance suggérée par les données en bande H de la Figure 2.3 est bien confirmée : on observe une décorrélation très rapide pendant les trois premières secondes, avant d'atteindre le régime linéaire d'échelle de temps beaucoup plus longue. Sur la première seconde, la vitesse de décorrélation moyenne sur les huit sections est supérieure à 6000ppm/s. Ce temps caractéristique de l'ordre de quelques secondes est plus grand que le temps de cohérence de la turbulence atmosphérique et est en accord

1. L'analyseur de conditions atmosphériques Differential Image Motion Monitor (DIMM) indique pour les observations en bande L' un temps de cohérence de 2ms (Absil et al. 2013b), ce qui correspond à 23ms à $3.8\mu\text{m}$.

2. En supposant uniquement des aberrations de phase, on montre en effet qu'à 2 longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , on a la relation $\text{SR}_{\lambda_2} = (\text{SR}_{\lambda_1})^{(\lambda_2/\lambda_1)^2}$

TABLE 2.1 – *Vitesse moyenne de décorrélation des images pour un écart temporel de 10 à 50min.*

Bande	H	L'
Vitesse de décorrélation (ppm/s)	17 ± 12	6.6^{+6}_{-4}

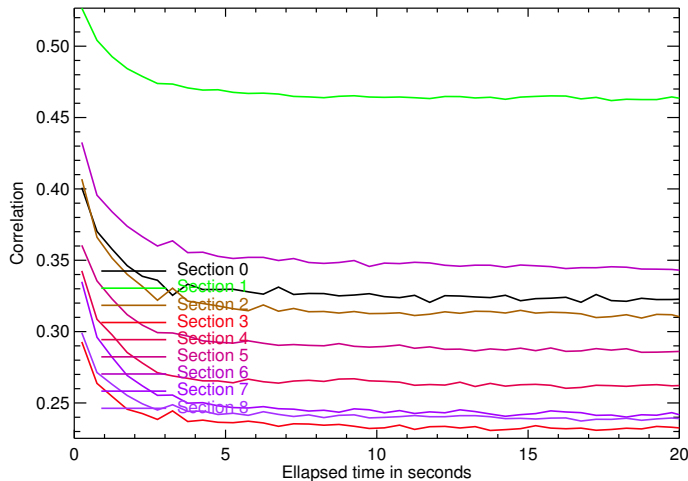


FIGURE 2.8 – *Zoom sur les premières secondes de la Figure 2.7.*

avec les résultats de [Macintosh et al. \(2005\)](#) qui ont montré que le temps caractéristique des tavelures est de l'ordre de $0.6D/v$, c'est-à-dire au temps de renouvellement de l'écran turbulent que voit la pupille, indépendamment du paramètre de Fried et du comportement de l'OA.

2.1.5 Influence du passage au méridien

Nous avons montré que le taux de décorrélation est relativement faible, de l'ordre de 17ppm/s. On peut légitimement se demander si ce taux varie au long des observations, en fonction par exemple de la proximité de l'étoile au méridien. La séquence d'images utilisée jusqu'à présent a été réalisée de part et d'autre du passage au méridien de l'étoile (40min avant et après le passage au méridien). Or cet instant particulier correspond au moment où le détecteur tourne le plus lentement afin de maintenir la pupille stabilisée, on peut donc s'attendre à des décorrélations plus faibles proche du méridien. Pour mettre à l'épreuve cette hypothèse, j'ai calculé la corrélation des images issues de différents sous-échantillons du cube d'images en bande H et L' : avant, de part et d'autre ou après le passage du méridien. La séquence en bande H n'étant pas suffisamment longue, les sous-échantillons se recoupent et ont une durée de 40min uniquement ce qui ne permet donc pas le calcul de la vitesse moyenne de décorrélation entre 10 et 50min comme pour la séquence complète. Sur des intervalles de temps plus courts, les résultats présentent une grande incertitude dans la vitesse de décorrélation qui soulignent l'influence d'autres paramètres sur la corrélation comme les conditions atmosphériques ou la qualité de correction de l'OA, qui varient eux aussi au sein de la séquence d'images.

En revanche la séquence d'observation en bande L' permet une analyse sur des sous-échantillons de taille plus grande. Les résultats présentés dans le tableau 2.2 indiquent clairement une augmentation de la vitesse de décorrélation avec la distance au méridien, et ce de manière non-linéaire. Pour bénéficier d'une faible vitesse de décorrélation, il faut donc observer de manière symétrique de part et d'autre du méridien. Soulignons toutefois que les conditions d'observations

se sont dégradées lors de la fin des observations en bande L' , ainsi il est probable que la plus forte vitesse de décorrélation évaluée de 110 à 170min soit due en partie aux conditions extérieures. J'ai donc validé ces conclusions par une étude similaire réalisée sur des données de simulation.

TABLE 2.2 – *Vitesse moyenne de décorrélation des images pour un écart temporel de 10 à 50min en bande L' .*

Angle horaire	-30 à 30min	20 à 70min	50 à 110min	110 à 170min
Vitesse de décorrélation (ppm/s)	1.12	5.1	7.3	8.8

2.1.6 L'apport de la simulation

Le même exercice a été réalisé sur des données de simulation de la FEP de SPHERE en bande H. Les détails sur la simulation sont données en section 4.1 mais ne sont pas nécessaires à la compréhension de cette étude des corrélations. Ces données de simulation se composent de trois séquences temporelles de FEP qui simulent des observations de 4h et reproduisent l'évolution des aberrations liées aux rotations des pièces optiques du VLT et de l'instrument SPHERE. Ces données sont très instructives dans la mesure où elles permettent d'isoler l'effet de la turbulence atmosphérique : le premier jeu de données ne prend pas en compte de turbulence atmosphérique (donc pas de tavelures atmosphériques, mais uniquement des aberrations lentement variables), le second jeu simule une turbulence constante (seeing, temps de cohérence et vitesse de vent stables), et le dernier jeu reproduit des variations de ces paramètres de la turbulence).

Les corrélations sont calculées dans les mêmes 8 sections d'anneau du scénario de base précédent (Figure 2.1). Elles sont présentées sur la Figure 2.9. On constate tout d'abord une variabilité entre régions, similaire à celle observée sur les données réelles. On retrouve bien les trois régimes décrits précédemment : une décorrélation rapide sur une échelle de temps très courte (de l'ordre de la minute ici, mais la résolution temporelle des images simulées n'est que de 2 min), un régime de décorrélation linéaire s'établissant jusqu'à 50min avant de se stabiliser pour remonter en fin de séquence.

La comparaison de l'évolution moyenne sur les huit régions d'étude dans les 3 cas de turbulence est présentée sur la Figure 2.10. Sans surprise, la corrélation des images est la plus forte pour les données sans turbulence avec une vitesse de décorrélation faible de 13ppm/s en moyenne entre 10 et 50min (pente de la courbe pointillée). Pour les données avec turbulence constante, qui comme l'illustre la Figure 2.9 reproduisent bien les données réelles, la vitesse de décorrélation moyenne est de 23ppm/s, ce qui est en accord avec les 17ppm/s mesurées. En présence d'une variabilité de la turbulence, la corrélation est plus faible et décroît rapidement sur les premières minutes mais suit ensuite un taux proche du cas sans turbulence.

La remontée de la corrélation en fin de séquence est un phénomène intéressant. Bien qu'attendu en l'absence de turbulence car les images sont, par construction, symétriques de part et d'autre du méridien, cela ne l'était pas forcément en présence de turbulence et permet maintenant d'interpréter les résultats observés sur les données réelles de NaCo. Nous pouvons donc maintenant mettre à l'épreuve notre hypothèse associant cette remontée de corrélation à la symétrie par rapport au méridien, en comparant comme précédemment les courbes de la Figure 2.10 aux corrélations calculées dans des sous-échantillons contenant uniquement la moitié des images avant le passage au méridien ou autour du méridien. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.11.

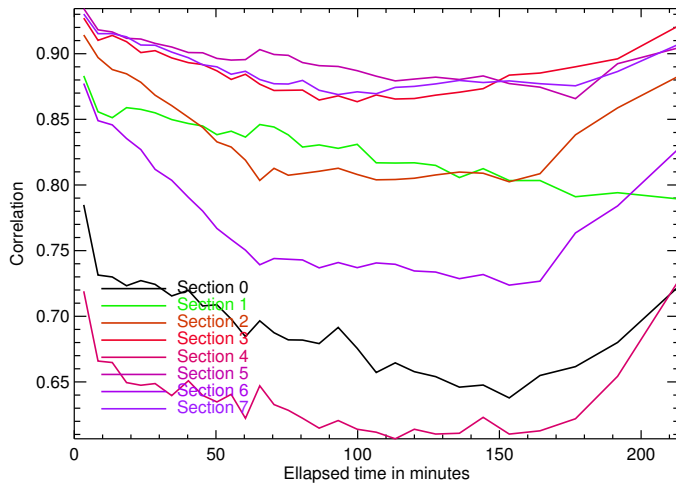


FIGURE 2.9 – Evolution des corrélations dans 8 sections d'anneaux (celle de la Figure 2.1) pour des simulations de turbulence constante.

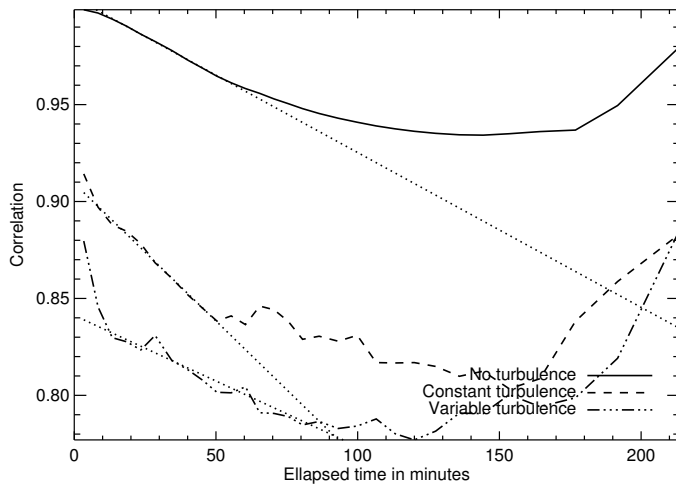


FIGURE 2.10 – Evolution de la corrélation (moyenne des 8 sections) dans les 3 cas de simulations suivants : sans turbulence, avec turbulence constante et avec turbulence variable. Une régression linéaire entre 10 et 50min est tracée en ligne pointillée

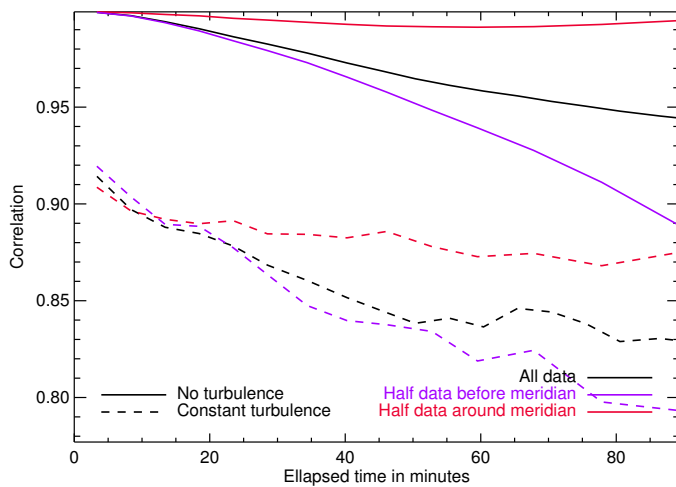


FIGURE 2.11 – Comparaison de l'évolution de la corrélation de la séquence de 4h (courbes noires) aux sous-échantillons de 2h avant le méridien (courbes violettes) ou de part et d'autre du méridien (courbes rouges) pour des simulations.

On en tire le résultat suivant : pour le sous-échantillon d'observations avant le méridien (avec ou sans turbulence), la corrélation décroît plus fortement que pour le sous-échantillon d'observations de part et d'autre du méridien et ne remonte pas après la première heure. La remontée de la corrélation est donc bien un phénomène dû à la symétrie de la configuration des optiques de part et d'autre du méridien et la vitesse de décorrélation est donc bien liée à la vitesse de rotation des pièces optiques, plus lente autour du méridien.

Par ailleurs, on constate que l'évolution de la corrélation de la séquence complète a un comportement qui se situe entre celui des 2 sous-échantillons. Il s'agit ici de l'effet des moyennes de corrélations réalisées dans chaque bin temporel. Ainsi, la corrélation calculée après Δt est la moyenne des corrélations entre toutes les paires d'images séparées de Δt . Pour la séquence de 4h, cela comprend donc les paires du sous-échantillon centré autour du méridien auxquelles on ajoute d'autres paires moins corrélées qui font baisser la corrélation moyenne. Le fait de réaliser la moyenne sur les corrélations entre toutes les paires d'images séparées de Δt implique une perte d'information sur l'angle horaire des images. Idéalement, on aimerait donc avoir accès à l'évolution de la corrélation temporelle de chaque image. En pratique, cette approche n'a pas pu être mise en place car la corrélation calculée entre deux images varie significativement d'une image à l'autre si bien qu'il est nécessaire de réaliser des moyennes pour atteindre un SNR suffisant pour tirer des conclusions pertinentes.

2.1.7 Les premières comparaisons avec SPHERE/ IRDIS

Parmi les données du premier commissioning de SPHERE, il existe une séquence d'observations IRDIS suffisamment longue (50min) pour effectuer la première comparaison. Il s'agit de l'étoile HD 98281 observée en bande H sous des conditions moyennes (seeing moyen de $1.25''$ et temps de cohérence de 2ms) et variables se dégradant sensiblement après 40min. Le temps entre deux poses consécutives est de 14s, ce qui n'est malheureusement pas favorable à l'analyse des corrélations qui repose sur la réalisation de moyennes temporelles pour augmenter le SNR sur la corrélation. Nous mesurons une vitesse de décorrélation entre 10 et 30min de 30 ± 26 ppm/s en moyenne sur les huit sections d'anneaux à $6\lambda/d$ (Figure 2.12). L'incertitude donnée ici correspond simplement à la dispersion des mesures sur les huit sections, sa forte valeur nous empêche de conclure quant à la stabilité de la FEP d'IRDIS vis-à-vis de NaCo pour laquelle la valeur de 17 ± 12 a été mesurée. Néanmoins un résultat très intéressant concerne l'analyse du régime de décorrélation rapide sur les premières secondes. En effet malgré la mauvaise résolution temporelle de 14s, ce régime est très nettement visible sur la Figure 2.12 et plus encore sur la Figure 2.13. Alors que pour NaCo ce régime transitoire était limité à quelques secondes, il s'écoule ici une minute avant d'atteindre le régime de décorrélation plus lent. La vitesse de décorrélation mesurée entre 20 et 60s est de 2045 ± 772 ppm/s en moyenne.

2.1.8 Conclusions de l'étude : vers une analyse factorielle

Cette étude permet de tirer des enseignements pour guider les observations et les algorithmes de réduction de données, dans la mesure où des observations optimales ont lieu pour une FEP la plus stable possible.

- Le coefficient de corrélation entre images est un paramètre pertinent parce qu'il contient l'information-clé pour savoir comment caractériser et soustraire la FEP. Néanmoins ces coefficients sont intrinsèquement bruités sur les images brutes, donc difficiles à estimer. J'ai ici défini, testé et validé une approche permettant de construire un estimateur utile de la corrélation entre les images, au moyen de moyennes temporelles et spatiales entre paires d'images. Je l'ai appliqué à des données réelles de NaCo et à des données simulées pour analyser la décorrélation des images et retrouver certains effets attendus théoriquement.

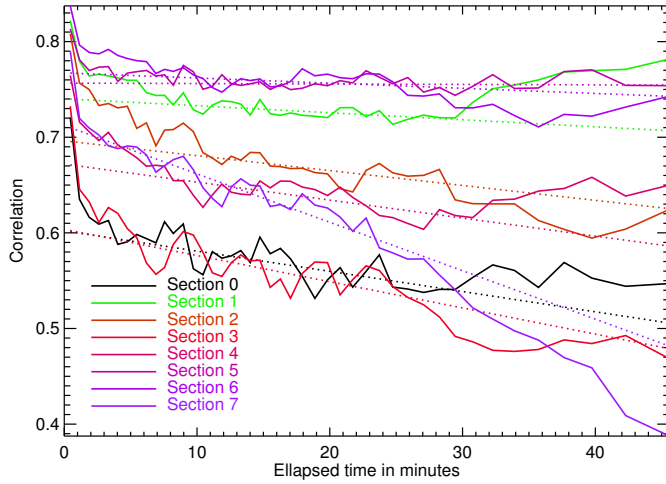


FIGURE 2.12 — Evolution de la corrélation en fonction du temps dans les huit sections d'anneaux situées à $6\lambda/d$ (celles de la Figure 2.1). Les lignes en pointillé indiquent une régression linéaire effectuée entre 10 et 30 min.

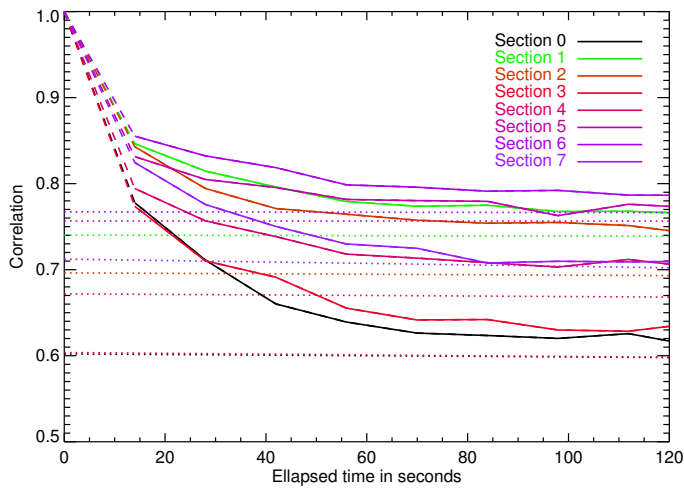


FIGURE 2.13 — Zoom sur les deux premières minutes de la Figure 2.12. Les traits pointillés indique l'extrapolation pour un temps nul, et les lignes pointillées montrent la régression linéaire effectuée entre 10 et 30min.

A ce jour, il manque encore des données adaptées de SPHERE mais les premiers résultats confirment déjà une meilleure stabilité sur des échelles de temps courtes. Ces outils sont en tout cas prêts à être appliqués à des données plus adaptées à cet objectif qui pourront être prises lors des prochains commissionings.

- L'essentiel de la décorrélation temporelle des images se fait dans les premières secondes voire fractions de secondes écoulées. Ce régime de décorrélation sur des temps courts n'était pas attendu. Il peut être lié aux résidus de correction de la turbulence atmosphérique par l'OA ou bien à des défauts de petite taille ou hautes fréquences spatiales sur les pièces optiques mobiles. Dans tous les cas, ce constat confère un avantage indéniable aux techniques d'imagerie différentielle instantanée (e.g. PDI ou SDI), et représente une limite fondamentale à toute technique temporelle type ADI.
- La corrélation diminue ensuite de manière uniforme à un taux plus faible dépendant de la longueur d'onde. Nous avons mesuré une vitesse de 17ppm/s en bande H et 6ppm/s en bande L'. Cette évolution justifie quantitativement l'approche utilisée en sADI ou rADI qui privilégie les images prises peu de temps avant ou après pour évaluer la FEP.
- L'étude permet de retrouver un résultat attendu si l'on considère la symétrie de la configuration optique de part et d'autre du méridien : les décorrélations sont plus lentes proche du méridien. Cela semble également être responsable de la remontée de corrélation observée en fin de séquence, même si l'influence d'autres paramètres comme l'évolution des conditions atmosphériques empêche de tirer une conclusion bien tranchée.
- Enfin les corrélations présentent une forte variabilité spatiale à l'échelle de quelques éléments de résolution, pour des zones situées à une même séparation. Des effets locaux sont donc dominants. Il pourrait s'agir de tavelures quasi-statiques bien localisées, qui dominent dans l'évaluation du coefficient de corrélation et dont le comportement temporel varie azimuthalement, de modes mal corrigés par l'OA ou bien d'anisotropie de perturbations turbulentes. L'origine est difficile à établir de manière certaine, mais ces mesures quantitatives justifient a posteriori l'intérêt des techniques d'estimation locale de la FEP et d'une approche par zones assez petites comme dans LOCI.

Cette étude révèle également la difficulté de l'étude des corrélations en raison de la nécessité de réaliser des moyennes temporelles et spatiales pour augmenter le SNR. Isoler l'influence d'un paramètre en particulier comme la distance au méridien (e.g. l'angle horaire) est donc d'autant plus délicat. Il existe pourtant des techniques d'analyse de données permettant de dégager des tendances parmi de gros volumes de données en présence de bruit. Il s'agit des méthodes d'analyse factorielle. Ma première idée a donc été de partir de la méthode LOCI qui construit une FEP à partir d'une combinaison linéaire d'images issues d'une bibliothèque, et d'étudier les coefficients de cette combinaison linéaire grâce aux outils de l'analyse factorielle, en particulier l'analyse en composantes principales. J'ai réalisé au cours de l'étude que les coefficients de LOCI ne sont pas des indicateurs pertinents des corrélations entre les images car la bibliothèque est redondante et les coefficients LOCI ne sont pas uniques. Une orthogonalisation de la bibliothèque d'images est donc nécessaire au préalable pour obtenir cette propriété d'injectivité entre une FEP et sa décomposition sur la bibliothèque d'images. Il existe diverses bases pré-existantes, on peut citer la base de Zernike, les harmoniques sphériques ou bien la base de Fourier. En traitement d'image, une base est souvent privilégiée car elle est construite empiriquement à partir de la bibliothèque et possède la propriété particulière d'expliquer au mieux les données si on la restreint à ses K premières dimensions : il s'agit de la base de Karhunen-Loève, obtenue par analyse en composantes principales ou transformée de Karhunen-Loève de la bibliothèque. Cette technique a été proposée en 2012 comme nouvelle méthode de réduction des données ([Soummer et al. 2012](#); [Amara & Quanz 2012](#)) et s'est rapidement imposée dans la communauté de l'imagerie à grand contraste.

L'analyse en composantes principales repose sur l'analyse de la matrice de corrélation (ou de covariance) d'un nuage de points pour trouver de nouveaux axes qui expliquent au mieux les données. L'étude des corrélations et des coefficients LOCI réalisée en 2011/2012 avant le développement d'algorithmes de réduction de données basé sur l'analyse factorielle représente donc, avec le recul, un premier pas dans ce sens.

2.2 Le développement d'une technique avancée de soustraction basée sur l'analyse en composantes principales

2.2.1 Aux origines de l'analyse en composantes principales

L'analyse factorielle est une technique très employée dans tous les domaines de l'astronomie (Murtagh & Heck 1987) en raison de sa capacité à traiter des gros volumes de données, que ce soit dans des optiques de classification, de réduction de la dimension d'un problème, de compression des données ou de réduction du bruit. L'analyse en composantes principales constitue une technique d'analyse particulière introduite par Karhunen (1947) et Loève (1948). Pelat (1974) fournit une description détaillée du formalisme mathématique ainsi qu'une des premières applications en astronomie, dans le cadre de l'étude des émissions radio de pulsars. En imagerie à haut contraste, elle a été introduite relativement tôt dans le cadre de l'OA car on montre qu'un système d'OA atteint son niveau de correction optimal s'il compense des modes de la turbulence statistiquement indépendants (Roddier 1999). Or une des propriétés fondamentales de la base de Karhunen-Loève est justement l'absence de corrélation entre les modes propres, contrairement à la base des polynômes de Zernike qui lui est parfois substituée.

Il fallut pourtant attendre 2012 pour que la référence directe à l'ACP soit faite dans le cadre des algorithmes de traitement de données à haut contraste (Soummer et al. 2012; Amara & Quanz 2012) et nous référons le lecteur à ces deux articles pour une présentation complète de cette technique et son application à la détection de compagnons ou de disques. La technique très proche de décomposition en valeurs singulières a néanmoins été mentionnée dans un article antérieur (Marois et al. 2010). Depuis lors, d'autres articles dédiés ont détaillé l'implémentation de cet algorithme en haut contraste (Brandt et al. 2013; Amara et al. 2014), ou ont étudié et comparé ses performances (Meshkat et al. 2014).

2.2.2 L'implémentation de l'analyse en composantes principales dans la chaîne de réduction de l'IPAG

L'analyse en composantes principales repose sur la diagonalisation de la matrice de variance/covariance ou de corrélation d'un nuage de points centré, pour former une nouvelle base orthonormale appelée base de Karhunen-Loève (base K-L), dans laquelle les coordonnées des points sont indépendants et de variance maximale. En d'autres termes, on effectue un changement de repère de façon à se placer dans un nouveau système de représentation où le premier axe apporte le plus possible d'information sur le nuage de points, le deuxième axe le plus possible d'information non prise en compte par le premier axe, et ainsi de suite. En se limitant aux premiers axes de ce nouveau repère, et en se replaçant dans le repère initial, on conserve alors uniquement la part d'information pertinente. C'est ce principe qui est appliqué en imagerie pour construire une évaluation de la FEP.

L'analyse en composantes principales laisse beaucoup de libertés quant à sa manière d'être implémentée. Je présente la version que j'ai retenue et implémentée dans la chaîne de réduction de l'IPAG, ainsi que les raisons de ces choix.

L'approche considérée Nous l'appliquons ici dans le cadre d'une bibliothèque d'images,

qui dans le cas de données provenant d'imagerie différentielle angulaire, représente une séquence temporelle d'images. Nous reprenons les notations de [Soummer et al. \(2012\)](#) et notons

$$\{I_{\psi_k}(n)\}_{k=1\dots K}$$

la bibliothèque initiale contenant K images, où $n \in 1, \dots, N$ correspond au $n^{\text{ième}}$ pixel de l'image (ou de la zone de l'image sur laquelle s'effectue l'analyse) contenant au total N pixels. Les étapes de construction de la base de Karhunen-Loève sont décrites ci-dessous et illustrées graphiquement par la Figure 2.14.

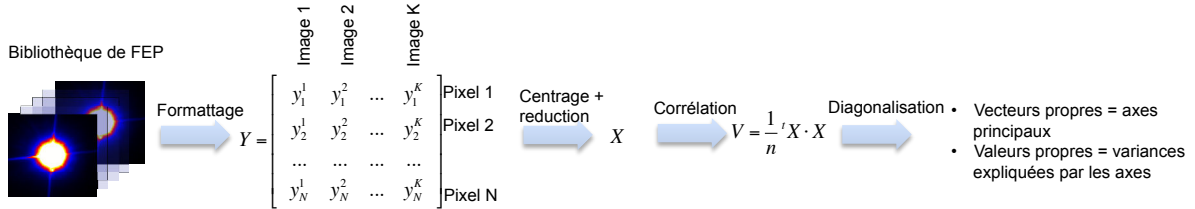


FIGURE 2.14 – Etapes de construction de la base de Karhunen-Loève pour une bibliothèque de FEP.

Les données initiales d'une analyse en composantes principales sont généralement appelées des individus et leurs attributs. On les regroupe sous forme d'une matrice $Y = \{y_n^k\}$ dont les individus représentent les lignes et les attributs les colonnes. J'ai choisi ici comme approche de considérer les N pixels comme les individus, et les K images comme les attributs, comme indiqué sur la Figure 2.14. Nous noterons que [Amara & Quanz \(2012\)](#) ont considéré l'approche opposée. Les deux approches sont duales, les composantes principales dans le premier cas sont les facteurs principaux dans l'autre cas et vis versa. Néanmoins, dans le cas de l'ADI, nous disposons en général de plus de pixels dans la zone de travail (typiquement $N = 100 \times 100 = 10^4$) que d'images dans la librairie (K est de l'ordre de la centaine voire du millier si l'on travaille en mode cube³), et l'approche que j'ai retenue s'avère plus rapide en terme de temps de calcul car l'analyse en composantes principales implique la diagonalisation d'une matrice de taille $K \times K$.

La première étape consiste à centrer et réduire les données. On retire à chaque attribut (c'est-à-dire chaque image ou région de travail) sa valeur moyenne et on la divise par son écart-type. L'analyse en composantes principales se fait alors sur la matrice de corrélation. On peut aussi travailler sur la matrice de covariance et ne pas diviser les attributs par leur écart-type. Les tests effectués n'ont pas montré d'améliorations dans ce cas, et, même si l'écart-type est un estimateur particulièrement sensible au bruit des données, j'ai préféré cette implémentation pour différentes raisons :

- Les attributs (images) deviennent ainsi sans dimension et uniformes. Cela permet de comparer quantitativement les bases K-L obtenues pour des données à différentes longueurs d'onde ou prises dans des conditions atmosphériques différentes.
- Les attributs avec les plus grands écarts-types ont un poids plus faible et ne contribueront pas autant dans la création des axes principaux.

La matrice initiale Y est donc transformée en une nouvelle matrice $X = \{x_n^k\}$ centrée réduite avec $x_n^k = \frac{y_n^k - \bar{Y}^k}{\sigma_k}$. On appelle matrice d'inertie la matrice $V = \frac{1}{N} X^t X$. Dans le cas d'un nuage de points centré et réduit, cela correspond donc à la matrice de corrélation

3. Le mode cube signifie que chaque pose individuelle de temps d'exposition DIT est sauvegardée ([Girard et al. 2010](#))

des variables Y^k car $V = \{v_k^{k'}\}$ avec $v_k^{k'} = \frac{Cov(Y^k, Y^{k'})}{\sigma_k \sigma_{k'}}$. On appelle l'inertie des données l'expression $I_0 = trace(V) = K$. Les axes principaux sont les vecteurs propres de la matrice d'inertie V , notés ici u_α avec $\alpha \in [1, K]$, classés de manière décroissante. La valeur propre λ_α représente l'inertie de la $\alpha^{\text{ième}}$ nouvelle composante. La valeur des λ_α pour $\alpha \in [1, K]$ est illustrée par la Figure 2.15. Plus concrètement, un axe principal représente une séquence temporelle (un vecteur de \mathbb{R}^K) formée à partir d'une combinaison linéaire des séquences temporelles de chacun des pixels. On appelle $\alpha^{\text{ième}}$ facteur principal le vecteur c^α de \mathbb{R}^N dont les composantes sont les coordonnées c_n^α des points x_n de \mathbb{R}^K . Les facteurs principaux sont des images dont chaque pixel correspond à la projection des valeurs temporelles de ce pixel au sein du cube sur le $\alpha^{\text{ième}}$ axe principal noté Δu_α . Ils peuvent être visualisés plus facilement que les axes principaux sous forme d'images.

u_1 a la particularité d'être le vecteur propre qui explique la plus grande part de l'inertie des données. C'est le vecteur de \mathbb{R}^K qui minimise les résidus (au sens des moindres carrés ou de la norme $\|\cdot\|_2$) entre les x_i et leur projection sur l'axe engendré par u_1 , Δu_1 . En d'autres termes, il décrit l'évolution temporelle moyenne de l'ensemble des pixels. Souvent d'ailleurs, le premier facteur principal est très proche de la moyenne temporelle du cube d'image. Retirer la première composante principale est donc très similaire à effectuer une réduction cADI.

De proche en proche, dans le sous-espace, $(u_1)^\perp$, u_2 a la propriété d'être le vecteur propre qui explique la plus grande part d'inertie des données projetées dans ce sous-espace.

Interprétation de l'analyse en composantes principales La valeur propre λ_α est l'inertie expliquée par l'axe principal Δu_α engendré par u_α . C'est aussi la variance de u_α . Plus elle est élevée, plus l'axe contient d'information. On peut utiliser différents indicateurs pour interpréter une analyse en composantes principales :

- La contribution du $n^{\text{ième}}$ pixel au $\alpha^{\text{ième}}$ axe principal : L'inertie expliquée par l'axe principal Δu_α est $I(\Delta u_\alpha) = \lambda_\alpha = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (c_n^\alpha)^2$. La contribution $CTR_\alpha(n)$ du pixel n à la création de cet axe principal Δu_α peut ainsi être définie comme

$$CTR_\alpha(n) = \frac{(c_n^\alpha)^2 / N}{\lambda_\alpha} \quad (2.4)$$

La somme des contributions de tous les pixels au $\alpha^{\text{ième}}$ axe est donc par construction 1. La carte des contributions correspond à la 3^{ième} image représentée sur les Figures 2.17 et 2.18.

- Contribution du pixel n à l'inertie totale du nuage :
On peut aussi définir la contribution des pixels individuels à l'inertie totale I_0 :

$$CTR(n) = \frac{\|x_n\|^2 / N}{I_0} \quad (2.5)$$

La somme des contributions de tous les pixels à l'inertie totale vaut 1. La carte de la contribution à l'inertie totale est représentée sur la Figure 2.16.

- Qualité de la représentation du $n^{\text{ième}}$ pixel sur l'axe principal Δu_α :
Cette quantité, notée $CO2_\alpha$, est définie comme le cosinus carré de l'angle entre l'objet n et sa projection sur l'axe α . Si l'objet est sur l'axe, cet angle est nul et la qualité de représentation vaut 1. L'objet est entièrement expliqué par cet axe. On interprète donc cet indicateur comme la part d'inertie du pixel n expliquée par l'axe Δu_α .
Formellement, $CO2_\alpha(n) = \frac{(c_n^\alpha)^2}{\|x_n\|^2}$. La qualité de représentation est la 2^{ième} image représentée sur les Figure 2.17 et 2.18.

La contribution représente la décomposition pixel à pixel de l'inertie expliquée par un axe en particulier, Inversement, la qualité de représentation est la décomposition axe par axe de l'inertie d'un pixel en particulier.

Une propriété intéressante est l'indépendance entre contribution et qualité de représentation :

- un pixel ayant une forte contribution et une forte qualité de représentation signifie qu'il est bien représentatif de l'axe et ne contribue pas significativement à la création d'autres axes.
- un pixel ayant une forte contribution et une faible qualité de représentation doit être interprété avec beaucoup de prudence, voir être exclu de la région car il possède un comportement inhomogène. Il peut contribuer à la création d'autres axes.
- un pixel peut également avoir une faible contribution mais une bonne qualité de représentation. Il peut être utile pour interpréter cet axe.

Exemple d'application sur l'étoile HD 61005 Je présente ici à titre d'illustration les résultats de l'analyse en composantes principales réalisée sur les données de l'étoile HD 61005 acquise en bande H, déjà utilisées pour illustrer l'étude des corrélations. La région de travail sur laquelle a été réalisée l'analyse en composantes principales est l'anneau compris entre $2 \times \lambda/D$ et $10 \times \lambda/D$. Le centre de l'image étant saturé, il ne contient pas de signal astrophysique pertinent et a été exclu de la région de travail \mathcal{S} . Cette région contient $N = 5488$ pixels et le nombre d'images est $K = 485$. Les résultats de l'analyse en composantes principales sont résumés dans le tableau 2.3 et la part d'inertie expliquée par chaque axe principal Δu_α , noté λ_α/I_0 est tracée sur la Figure 2.15. On constate que le premier axe principal (encore appelé mode) explique la majeure partie de l'inertie des images, et un point d'inflexion est observé après les trois premiers modes. Cela signifie que le premier mode est très stable au fil du temps et que la plupart des images sont déjà bien décrites par leur projection sur le premier mode.

En effet, dans le cas le plus extrême où toutes les images sont expliquées par le premier mode, on aurait $\lambda_1 = K = 485$ et $\lambda_2 = \dots = \lambda_K = 0$: toutes les K images sont proportionnelles. Dans un cas plus réaliste, on peut imaginer un cube d'images formées par une FEP statique à laquelle s'ajoute un bruit non-corrélé de petite amplitude. Dans ce cas, nous retrouverions là encore une première valeur propre élevée, puis des λ_α constants pour $\alpha \geq 2$ puisque aucune direction particulière n'est privilégiée dans l'espace Δu_1^\perp . Le résultat du tableau 2.3 montre donc que la FEP est relativement stable.

TABLE 2.3 – Les premières 9 valeurs propres λ_α

α	λ_α	Part d'inertie expliquée λ_α/I_0 (%)	Part d'inertie cumulée expliquée (%)
1	464.42	95.76	95.76
2	7.36	1.52	97.27
3	3.58	0.74	98.01
4	1.66	0.34	98.35
5	0.81	0.17	98.52
6	0.75	0.16	98.68
7	0.57	0.12	98.79
8	0.49	0.10	98.89
9	0.37	0.08	98.97

La contribution des pixels à l'inertie totale expliquée (équation 2.5) est tracée sur la Figure 2.16. On constate que les pixels centraux contribuent le plus, ainsi que certains

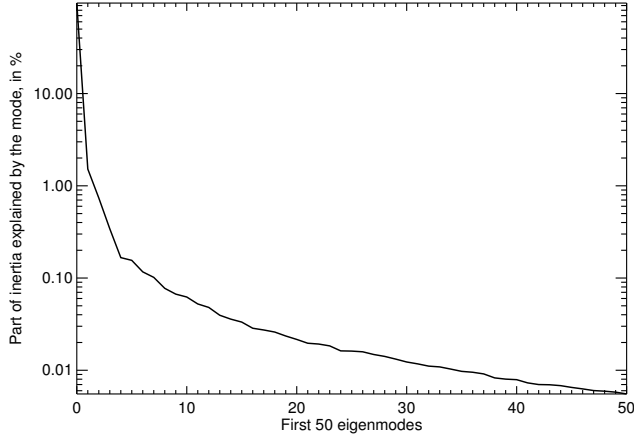


FIGURE 2.15 – *Part d'inertie expliquée par les 50 premiers modes*

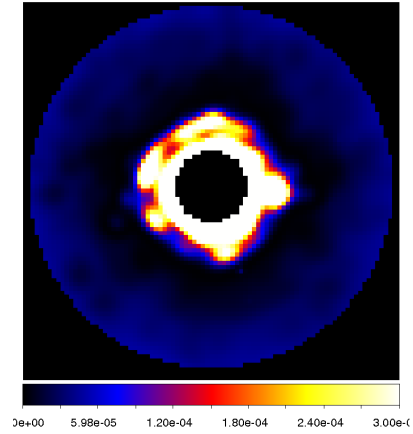


FIGURE 2.16 – *Contribution des pixels à l'inertie totale*

pixels localisés sur le troisième anneau d'Airy.

J'ai enfin reproduit sur la Figure 2.17 pour $\alpha \in [1, 2, 3, 4]$ et la Figure 2.18 pour $\alpha \in [5, 6, 7, 8]$ chaque facteur principal (à gauche), la contribution des pixels à cet axe et la qualité de représentation des pixels par cet axe.

1. Le premier facteur principal est très proche de la carte des contributions de la Figure 2.16. Cela n'est pas surprenant, puisque le premier mode explique déjà 96% des données. Il est intéressant de noter que des tavelures brillantes sont présentes dans le troisième anneau d'Airy, correspondant à ce qu'on appelle en anglais les "pinned speckles", évoqués en section 1.5.1 et détaillés par [Aime & Soummer \(2004\)](#) et [Perrin et al. \(2003\)](#). La carte des contributions montre que les pixels ayant contribué à la création de cet axe sont les pixels du deuxième anneau d'Airy et ceux correspondant aux tavelures brillantes du troisième anneau. Ils ont également une bonne qualité de représentation (image de droite) donc on peut légitimement interpréter cet axe comme l'axe qui explique les tavelures quasi-statiques des premiers anneaux d'Airy. Deux tavelures en particulier sont particulièrement brillantes de part et d'autre de l'étoile. Elle sont donc présentes sur la majorité des images. On constate que certains pixels répartis sur un anneau ont une mauvaise qualité de représentation. Nous verrons qu'il sont en fait expliqués par des modes d'ordre plus élevés.
2. Le second facteur principal est axisymétrique avec des pixels ayant des fortes valeurs sur le côté gauche de la FEP et des faibles valeurs sur le côté droit (en gardant à l'esprit que les données ont été centrées, donc des valeurs fortes/faibles se traduisent sur les facteurs principaux par des valeurs positives/négatives). Certains pixels du second anneau d'Airy contribuent au second mode, ainsi que d'autres plus éloignés coïncidant avec des tavelures brillantes.
3. Le troisième facteur principal est également un mode asymétrique, mais selon une direction perpendiculaire à la direction privilégiée du deuxième facteur principal. Cela vient de la contrainte d'orthogonalité des vecteurs principaux.

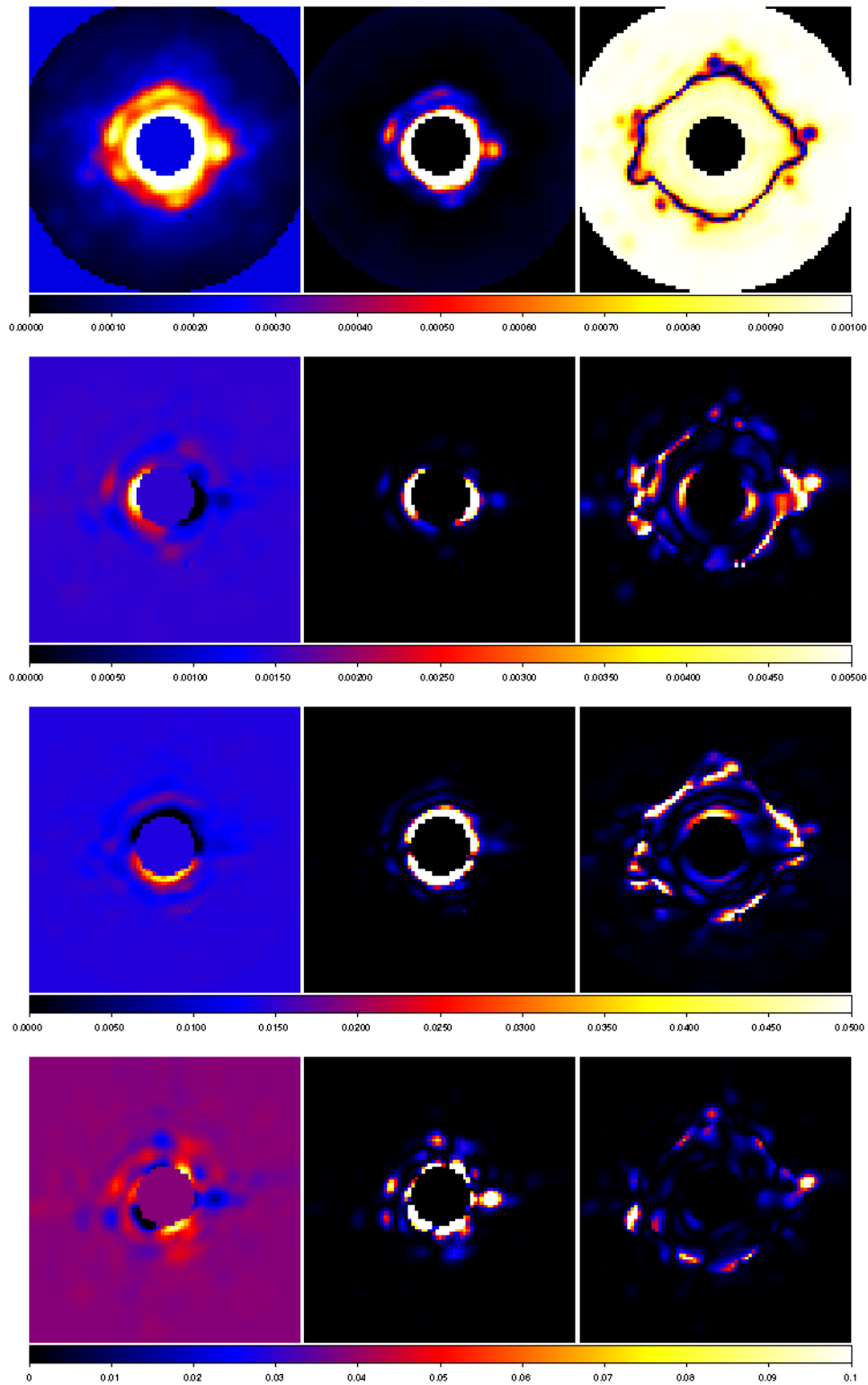


FIGURE 2.17 – *Facteur principal (image de gauche), contribution (image du milieu) et qualité de représentation (image de droite) relatifs aux quatre premiers modes ($\alpha \in [1, 2, 3, 4]$). La région d'étude \mathcal{S} est un anneau compris entre un rayon de $2 \lambda/D$ et $10 \lambda/D$.*

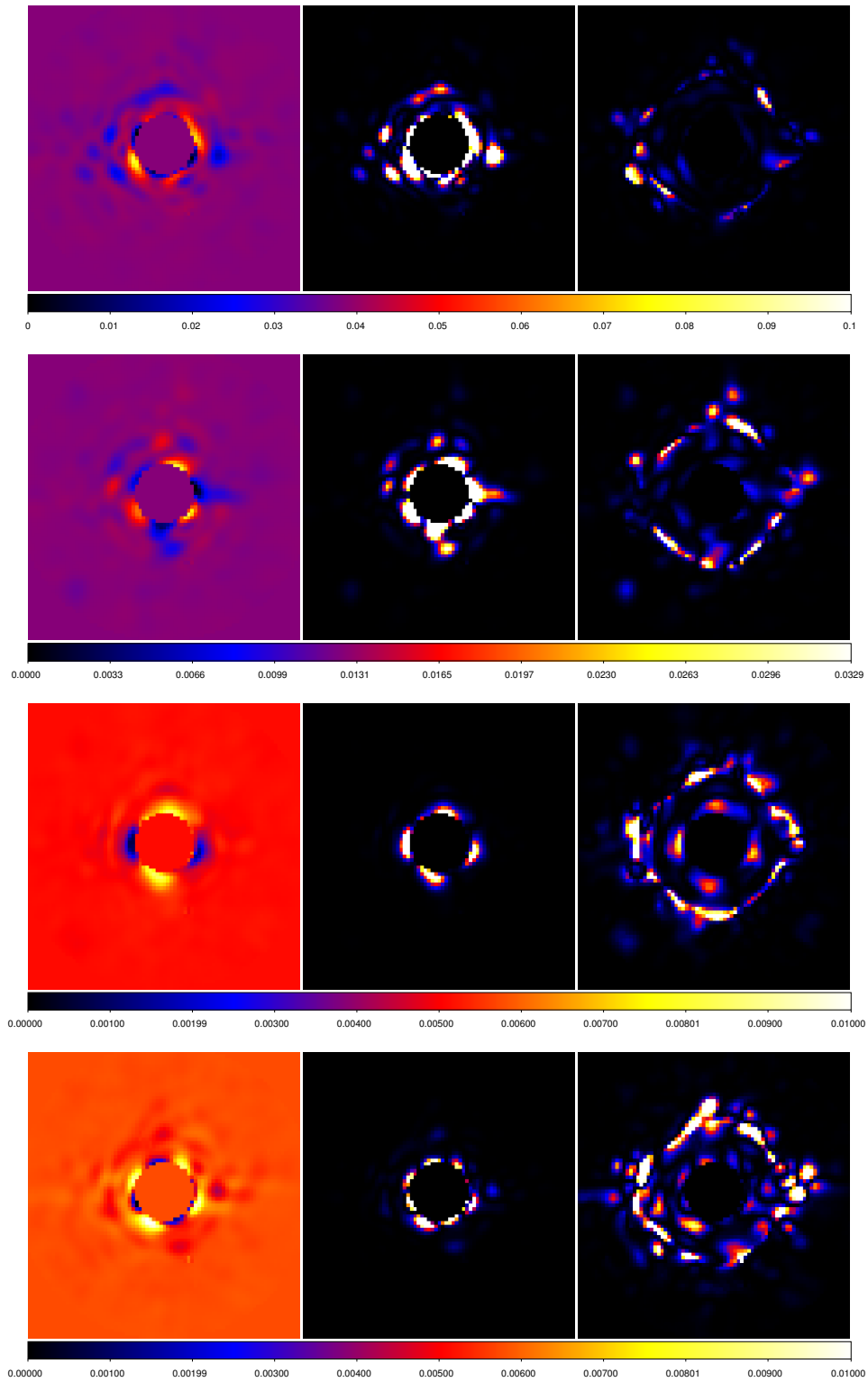


FIGURE 2.18 – Même représentation que la Figure 2.17 pour les quatre modes principaux suivants : $\alpha \in [5, 6, 7, 8]$.

Éléments supplémentaires pour l'aide à l'interprétation En plus des données utilisées pour construire la nouvelle base de Karhunen-Loève, il est courant dans les analyses en composantes principales de considérer des éléments supplémentaires (attributs ou individus supplémentaires) qui ne participent pas à la création des axes principaux mais sont utilisés pour l'interprétation.

- **Attributs supplémentaires.** Des attributs supplémentaires sont dans l'approche considérée des images supplémentaires, dont on peut calculer par exemple la qualité de représentation par rapport aux différentes composantes principales pour étudier si ces différentes images sont bien expliquées par les modes. On peut par exemple utiliser une image du motif de diffraction de la pupille, ou de tavelures statiques bien identifiées afin d'observer quelle est la ou les composante(s) principale(s) qui contiennent ces structures. En pratique, je n'ai pas fait un usage important de cette fonctionnalité, puisque l'observation des composantes principales permet déjà un diagnostic suffisant pour comprendre quels sont les facteurs qui entraînent la création d'un axe en particulier.

Les attributs supplémentaires peuvent également être des images obtenues sur une autre étoile, mais que nous pensons pouvoir expliquer à partir des facteurs principaux. Cela est développé en détail dans la section suivante, sous le terme la soustraction de référence.

- **Individus supplémentaires.** Dans l'approche considérée ici, les individus sont les pixels d'une image, dont la séquence temporelle représente un élément de \mathbb{R}^K . Des individus supplémentaires sont donc d'autres éléments de \mathbb{R}^K (pas nécessairement des pixels) que l'on peut projeter sur la base de Karhunen-Loève pour déterminer la qualité de représentation selon chaque composante principale pour analyser quel(s) mode(s) peut ou peuvent expliquer cet individu. En pratique, deux variables temporelles facilement accessibles sont l'angle horaire et l'angle parallactique. J'ai analysé la qualité de représentation de chacun d'eux par les 50 premiers axes principaux (Figure 2.19). On ne distingue pas de comportements particuliers, si ce n'est une dispersion répartie selon les différents modes, indiquant qu'aucun mode en particulier n'est plus corrélé à l'angle horaire ou à l'angle parallactique. Une piste d'étude intéressante est d'utiliser comme individus supplémentaires des variables décrivant les conditions atmosphériques comme le seeing, temps de cohérence ou vitesse de vent, ainsi que des indicateurs du niveau de performance de l'instrument comme le rapport de rapport de Strehl. Cela permettra d'analyser si certains modes en particulier sont liés à des conditions particulières. Utiliser ici des paramètres internes de l'instrument, en particulier de l'optique adaptative représente une perspective très intéressante et constitue un premier pas dans l'utilisation d'indicateurs externes pour optimiser la réduction des données. Cela sera particulièrement pertinent dans le cas de SPHERE pour lequel les informations du système d'OA sont accessibles par télémétrie.

2.2.3 Les points-clef de l'analyse en composantes principales

Les points-clefs dans une analyse en composantes principales sont résumés dans les articles de Soummer et al. (2012) et Meshkat et al. (2014) et je présente ici brièvement les conclusions basées sur mon expérience de cet algorithme. Contrairement à LOCI, cet algorithme est paramétré par seulement deux variables : le nombre de facteurs principaux conservés noté K_{clip} et la taille de la ou des zones de travail \mathcal{S} , d'où les deux principales questions :

- **A combien de facteurs principaux faut-il limiter l'interprétation ?** La règle du point d'inflexion (à partir de la Figure 2.15) nous suggère de conserver uniquement les 3 pre-

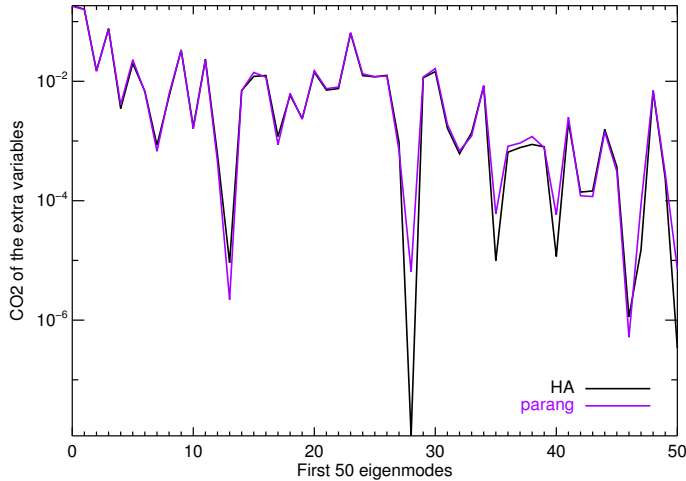


FIGURE 2.19 – Qualité de représentation de 2 individus supplémentaires, l'angle horaire (HA) et l'angle parallactique (parang) pour les 50 premiers modes de Karhunen-Loève.

mières composantes. Nous avons représenté sur les Figures 2.17 et 2.18 les huit premières composantes principales car des structures réelles de la FEP sont présentes dans ces huit modes. On constate clairement que des composantes principales d'ordre plus élevé ne contiennent plus de structures, mais uniquement une distribution gaussienne. Cela provient du fait qu'une fois les principaux modes soustraits, on a également soustrait les principales sources de bruits non-gaussiens comme le bruit de tavelures et il reste alors les bruits sous-jacents comme le bruit de photons ou de détecteur qui ont une densité de probabilité gaussienne (ou poissonnienne dans le cas du bruit de photons). En pratique, Soummer et al. (2012) montre que le nombre de composantes principales à conserver dépend de la morphologie de l'objet étudié. Dans le cas d'objets ponctuels peu étendus, davantage de composantes peuvent être soustraites mais pour des objets étendus, les facteurs principaux retiennent également des structures propres à l'objet d'intérêt, ce qui limite le nombre de composantes à retirer pour éviter de soustraire l'objet d'intérêt. Une analyse de sensibilité dans le cas de planètes est décrite ci-dessous et étendue aux disques inclinés en section 2.3.3.

Quelles régions de travail \mathcal{S} faut-il isoler ? Isoler différentes régions de travail permet d'adapter la valeur de K_{klip} à chaque région selon l'intensité du halo stellaire et des tavelures. On pourrait penser a priori que les régions devraient être choisies en fonction des régimes de bruit, en isolant par exemple, la région de correction de l'OA (jusqu'à $7\lambda/d$ pour NaCo, éventuellement elle-même subdivisée pour distinguer notamment la zone très interne, où les tavelures sont très brillantes), la région des araignées du télescope, et l'extérieur du rayon de contrôle de l'OA. En pratique, cette distinction n'a pas entraîné d'améliorations sur NaCo, et j'ai le plus souvent considéré une seule et unique région \mathcal{S} . L'exemple ci-dessous illustre ce constat. La raison provient sans doute d'une des propriétés des facteurs principaux : l'absence de corrélation entre eux. Les régions qui présentent des structures brillantes bien marquées vont participer à la création des premiers modes, c'est ce que l'on constate sur la Figure 2.17, mais une fois ces premiers sous-espaces déterminés, les modes suivants expliquent les structures plus faibles non-corrélées avec les premières. Ainsi augmenter la valeur de K_{klip} pour soustraire les différents types de bruit est équivalent à isoler les régions, comme illustré dans l'exemple, et cela ne contredit pas notre conclusion de l'étude des corrélations sur l'intérêt d'une approche locale. Il sera toutefois intéressant de répéter cet exercice sur SPHERE pour lequel les régimes de bruit seront bien plus marqués.

Ces deux points-clés sont illustrés sur l'exemple de la planète β Pictoris b. La Figure 2.20 montre les images réduites en soustrayant de un à neuf modes.

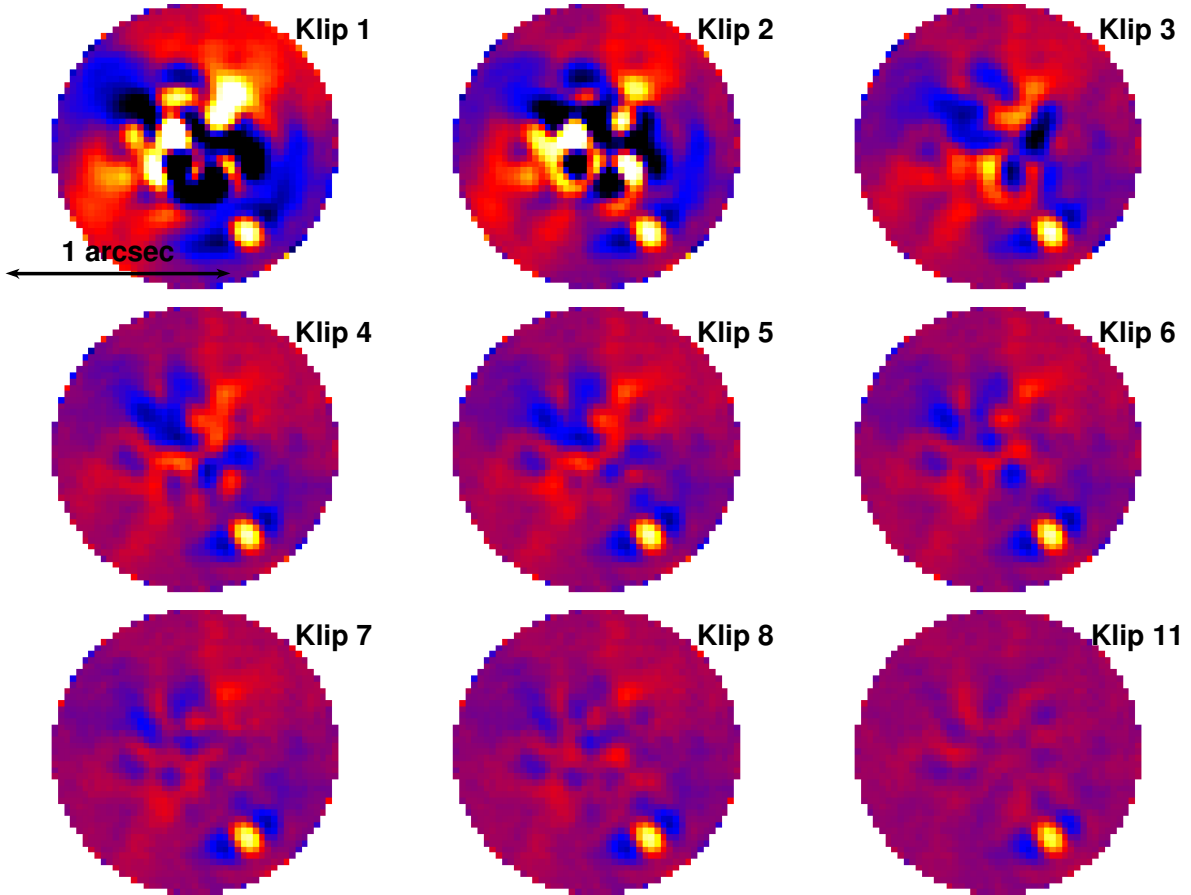


FIGURE 2.20 – Effets de l'ADI sur les objets ponctuels : l'exemple de la planète β Pictoris b. L'échelle de couleur est linéaire et identique pour les 9 images.

Plus on augmente le nombre de modes soustraits K_{klip} , plus on réduit le bruit dans l'image. La Figure 2.21 (haut) illustre cette conclusion sur un jeu de données en bande H de l'étoile β Pictoris. Le bruit, évalué ici radialement par l'écart quadratique moyen, en anglais Root Mean Square (RMS), dans des anneaux concentriques, décroît lorsque K_{klip} augmente. L'effet n'est par ailleurs pas linéaire, avec des sauts plus importants entre certaines valeurs de K_{klip} qui traduisent l'inertie différente expliquée par chacune des valeurs propres (cf Figure 2.15). Pour chaque valeur de K_{klip} , trois régions de travail \mathcal{S} ont été étudiées, et la réduction du bruit est la plus efficace dans les régions de tailles les plus petites. D'autre part, on a mesuré la perte de flux sur un signal ponctuel comme celui de la planète β Pictoris b (Figure 2.21 milieu). Le flux décroît également avec K_{klip} , et là encore la décroissance est plus forte pour les zones de petites taille. Finalement, le SNR (Figure 2.21 en bas) présente un maximum pour une valeur de K_{klip} , qui dépend de la taille de zone. Plus la zone \mathcal{S} est de faible taille, plus le K_{klip} optimal est faible. Le meilleur SNR est atteint pour une zone unique, ou deux anneaux concentriques, mais il est inférieur dans le cas de régions plus petites.

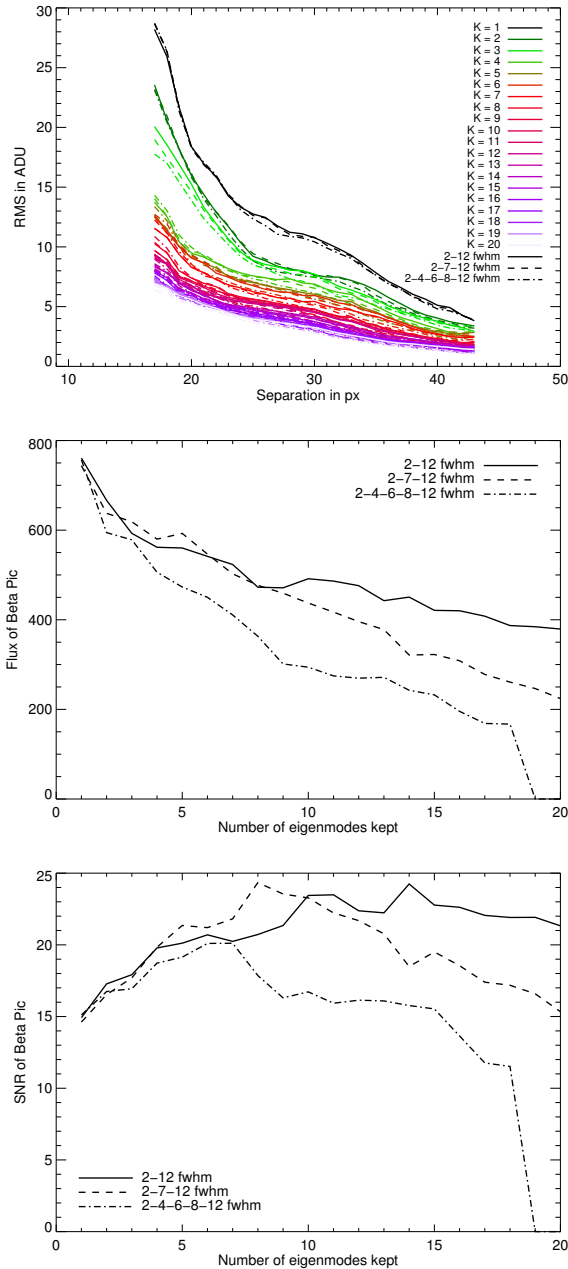


FIGURE 2.21 — Effets de la valeur de K_{klip} et de la région \mathcal{S} sur un objet ponctuel : la planète β Pictoris b, observée en bande H avec NaCo. Vingt valeurs de K_{klip} ont été réalisées ainsi que trois différents types de région : un anneau unique de 2 à 12 λ/d , 2 anneaux concentriques entre 2, 7 et 12 λ/d , et 4 anneaux concentriques entre 2, 4, 6, 8 et 12 λ/d .

A l'issue de cette implémentation de l'analyse en composantes principales dans la chaîne de réduction de l'IPAG et de nombreuses applications, je retire plusieurs enseignements. D'une part la vitesse de calcul de cet algorithme représente un formidable attrait par rapport à LOCI, également mis en valeur par Amara et al. (2014). Le constat que travailler sur des grandes zones donne les meilleurs performances renforce encore cet aspect car il n'y a alors qu'une seule matrice de dimension $K_{klip} \times K_{klip}$ dont il faut calculer vecteurs et valeurs propres. D'autre part, l'analyse en composantes principales permet une interprétation très poussée du comportement

de la FEP, via les attributs et variables supplémentaires ainsi que les cartes de contribution et de qualité de représentation, intérêts qui jusqu'alors n'ont pas été exploités pour des observations astrophysiques. C'est pourtant un outil également utilisé par les ingénieurs de l'observatoire de Paranal pour suivre le comportement temporel de certains sous-systèmes sur de longues périodes et au gré des révisions des instruments. Il représente donc un outil idéal pour allier la compréhension fine du comportement de l'instrument à l'optimisation de la réduction des données.

2.2.4 La soustraction de référence, une technique réhabilitée par l'analyse en composantes principales

Pour des observations terrestres corrigées par OA, l'ADI s'est imposée comme une stratégie d'observation très performante pour la détection de compagnons ou de disques circumstellaires. Le développement de techniques de réduction des données basées sur l'analyse en composantes principales renforce encore ses performances. Cette technique algorithmique peut également être appliquée à la stratégie d'observation d'une ou plusieurs étoile(s) de référence distincte(s) de l'étoile de science. C'est ce qu'on appelle la soustraction de référence, et c'est d'ailleurs dans ce cadre que l'algorithme d'analyse en composantes principales a été développé (Soummer et al. 2012) initialement, mais sur des images issues du télescope spatial Hubble, avec une FEP plus stable que sur Terre.

Rien n'empêche néanmoins d'appliquer la même stratégie pour des observations terrestres. Historiquement c'est d'ailleurs la première technique utilisée pour soustraire la FEP et révéler la matière circumstellaire (Mouillet et al. 1997a), à une différence notable : ces premières observations étaient réalisées en champ stabilisé. Ayant déjà remarqué que la plupart des aberrations tournaient avec la pupille, les observateurs choisissaient en général une étoile de référence pour laquelle l'orientation de la pupille était identique (e.g. mêmes angles parallactiques) afin de diminuer les résidus stellaires après soustraction. Cette stratégie suivie très rigoureusement lors d'observations de β Pictoris en 2003 a permis la détection de la planète (Lagrange et al. 2009, 2010) et cela a conditionné l'introduction du dérotateur le plus en amont possible dans l'instrument SPHERE qui était alors en cours de développement.

L'introduction des observations en pupille stabilisée rend néanmoins ce concept encore plus simple, puisque les aberrations liées à la pupille du télescope sont automatiquement à la même position sur le détecteur entre l'étoile de science et l'étoile de référence. En pratique, plusieurs stratégies de soustraction de référence peuvent être développées :

- observer l'étoile de science et ensuite ou avant observer une étoile de référence. Les performances de cette technique sont détaillées sur un exemple en fin de section 2.3.2.
- alterner entre l'étoile de science et l'étoile de référence le plus rapidement possible, idéalement toutes les 5 voire 10min. Cette technique appelée star hopping en anglais a été proposée en tant que projet technique sur VLT/NaCo, mais n'a pu encore être validée en raison de l'indisponibilité de l'instrument les deux années passées. Dimitri Mawet est le responsable scientifique, en anglais Principal Investigator (PI), de cette demande de temps technique pour laquelle je suis également investi. J'ai calculé les performances attendues avec cette technique sur des données coronographiques en utilisant les images de commissioning de l'AGPM. J'ai découpé la séquence d'observations en sous-séquences de 10 min considérées comme des étoiles distinctes, simulant ainsi la technique de star hopping. En injectant des planètes synthétiques à différentes séparations, j'ai pu mesurer le SNR sur les données réduites (Figure 2.22) et le comparer à celui de l'ADI. En dessous de $1''$ le star hopping améliore le SNR d'environ 30%.
- observer une multitude d'étoiles dans le cadre d'un sondage à grande échelle d'exoplanètes

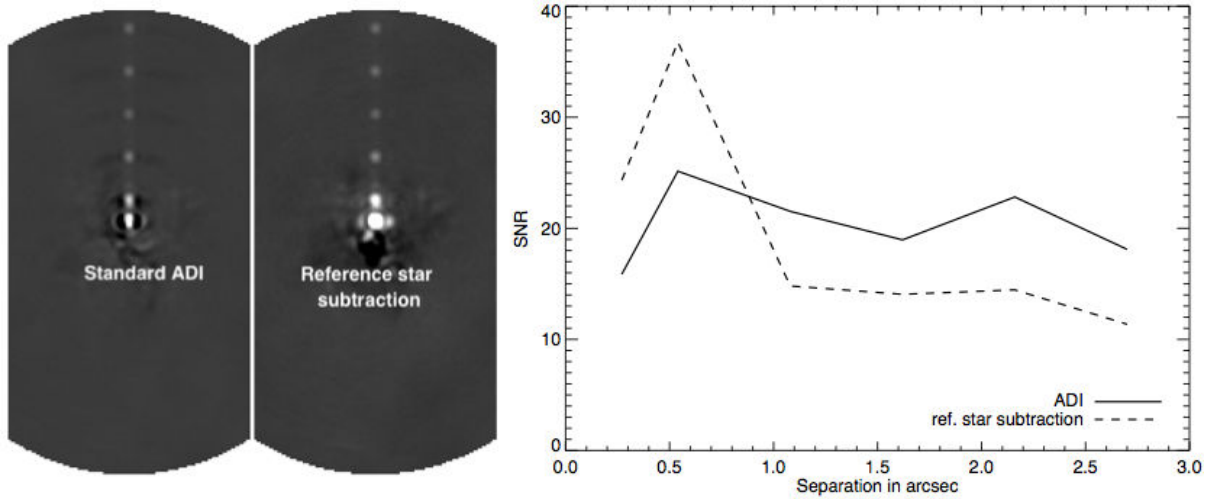


FIGURE 2.22 – *Illustration visuelle à gauche et quantitative à droite du potentiel de la technique de star hopping en injectant des planètes artificielles dans des données coronagraphiques. Les planètes artificielles sont alignées verticalement sur l'image avec un angle de position de 0° .*

ou de disques circumstellaires, pour construire une bibliothèque de références. Il s'agit d'une technique implémentée sur le télescope spatial Hubble, dans le cadre du programme ALICE (Soummer et al. 2014), qui a été également réalisé sur l'instrument VLT/NaCo dans des programmes d'observation auxquels j'ai participé. Les gains de l'analyse en composantes principales pour cette stratégie d'observation ont pu être quantifiés pour la bande L' , pour laquelle la FEP est la plus stable, comme montré précédemment. Je les illustre ici dans le cas d'un sondage réalisé avec NaCo sur des étoiles autour desquelles un excès infrarouge a été détecté avec le satellite Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE). J'ai réduit une partie des données correspondant à 20 étoiles observées chacune pendant seulement 8 min. En effet l'un des intérêts de la technique de soustraction de référence est que la qualité de soustraction de la FEP ne dépend plus de la quantité de rotation de champ mais uniquement de la proximité de la FEP avec certaines des FEP contenues dans la bibliothèque de référence. Nous utilisons alors une des propriétés de l'analyse en composantes principales mentionnées précédemment en construisant la base de Karhunen-Loève à partir de la bibliothèque de FEP et en considérant les images de l'étoile de science comme des attributs supplémentaires que l'on projette sur les nouveaux axes. Pour aider l'algorithme d'analyse en composantes principales à construire une base adaptée à chaque étoile, nous n'utilisons pas la bibliothèque entière mais uniquement un échantillon des 100 images les plus corrélées avec les images de science. Les résultats en terme de contraste calibrés des pertes de flux sont présentés sur la Figure 2.23. A titre de comparaison, les limites de détection d'un sondage utilisant la technique ADI dans des configurations instrumentales identiques (même longueur d'onde, même instrument) mais pour des séquences de temps de pose de 90 min, sont indiquées en Figure 2.24. Dans le régime limité par le bruit de photons et le bruit de fond thermique, c'est-à-dire au delà de $0.7''$, les meilleurs contrastes sont évidemment obtenus en ADI pour lesquels le temps de pose plus de 10 fois supérieur donne un large avantage à cette technique. On obtient ainsi un contraste de 12 magnitudes à $2''$ contre 10.5 pour la soustraction de référence. Néanmoins, à courte séparation entre $0.2''$ et $0.4''$, les niveaux de contraste sont similaires, ce qui révèle l'intérêt de la technique en terme d'efficacité de télescope. L'ADI souffre en effet d'une limitation fondamentale à courte séparation parce que le

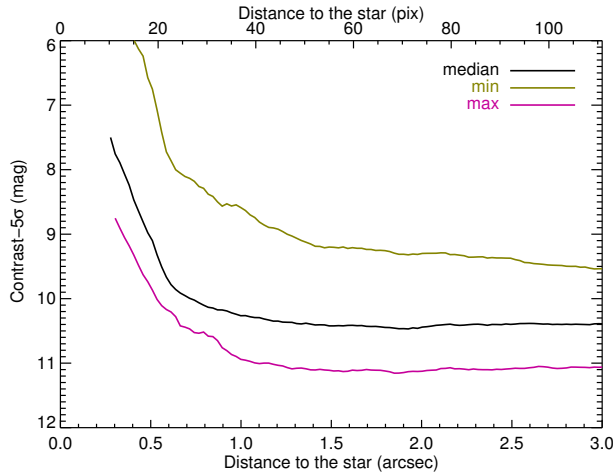


FIGURE 2.23 – Courbes de contraste (contraste médian, maximal et minimal) obtenu sur 18 étoiles après réduction par la technique de soustraction de référence.

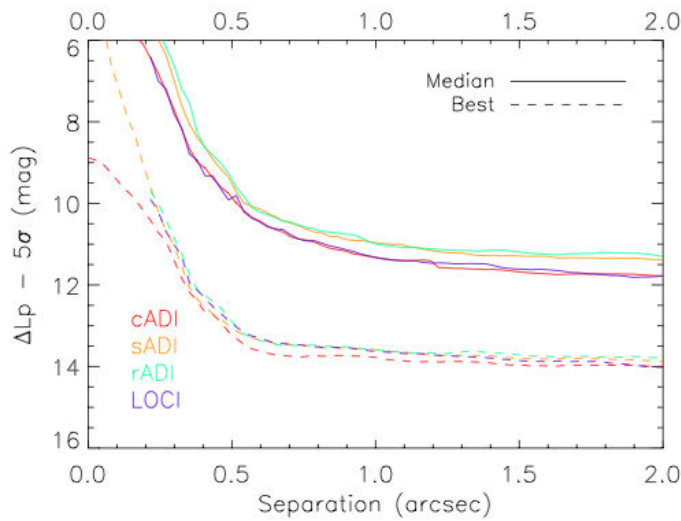


FIGURE 2.24 – Courbes de contraste obtenues pour un sondage de 59 étoiles en bande L' avec le VLT/NaCo par Rameau et al. (2012).

champ tourne plus lentement, d'où davantage de pertes de flux qui pénalisent la courbe de contraste. En outre la rotation de champ requise par l'ADI pour être efficace à courte séparation dépend également du moment d'observation et de la déclinaison de la source. La soustraction de référence permet donc également de relâcher ces contraintes.

2.2.5 Au-delà de l'analyse en composantes principales

Les sections précédentes ont vanté les mérites de l'analyse en composantes principales dans le cadre des techniques de réduction de données en haut contraste et haute résolution angulaire et décrivent l'implémentation que j'ai effectuée pour la chaîne de réduction de données de l'IPAG. Il est vrai que cet algorithme s'est imposé en peu de temps comme particulièrement efficace pour réduire des données à haut contraste, et de nombreux d'instituts se sont dotés à l'instar de l'IPAG, d'outils de réduction basés sur cette méthode statistique. On pourra ainsi citer la chaîne de réduction nommée PYNPOINT de l'institut Eidgenössische Technische Hochschule Zürich - École polytechnique fédérale de Zurich (ETH Zürich) (Amara & Quanz 2012; Amara et al. 2014), ou celle nommée KLIP utilisée par le Space Telescope Science Institute (STScI) au sein d'un programme de re-réduction des archives de l'instrument HST/Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer (NICMOS) (Soummer et al. 2012, 2014; Choquet et al. 2014). On

pourra finalement s'étonner de l'implémentation tardive de cette technique dans ce domaine de l'astronomie alors que la technique a été développée en 1947 et est utilisée dans d'autres domaines de l'astronomie depuis les années 1970. Les méthodes d'analyse d'images, de reconnaissance de formes et de morphologie mathématique emploient ces techniques depuis fort longtemps et de nouvelles techniques sont développées. J'aimerais évoquer ici une piste de réflexion dans le cadre du développement de nouveaux algorithmes en apprentissage automatique, ou machine learning en anglais. Il s'agit de l'apprentissage d'un dictionnaire ou dictionary learning (Mairal et al. 2009). Le concept consiste à décomposer un signal, c'est-à-dire des FEP dans notre cas, à partir d'atomes choisis dans un dictionnaire. Contrairement à d'autres types de décomposition qui font appel à des dictionnaires prédéfinis, comme la décomposition en ondelettes, en polynômes de Fourier ou en polynômes de Zernike, le dictionnaire est ici appris et adapté aux signaux à décrire. Contrairement à l'analyse en composantes principales, les vecteurs de base, ou atomes, ne sont pas nécessairement orthogonaux, ce qui autorise davantage de souplesse pour s'adapter aux données. De plus, on cherche le plus souvent à décrire le signal en utilisant le moins d'atomes possibles, comme c'est le cas également dans l'analyse en composantes principales pour laquelle on tronque la base aux modes les plus importants. Il s'agit là d'une voie de recherche très active du traitement d'images connue sous le nom anglais de "sparse representation over learnt dictionaries". Elle a fait ses preuves notamment dans le domaine de la réduction du bruit d'une image (Aharon & Elad 2006). La vulgarisation de ces techniques a beaucoup progressé de telle sorte que ces outils sont maintenant disponibles à partir de bibliothèques de fonctions. Le langage Python permet par exemple d'implémenter l'apprentissage par dictionnaire⁴ et cela constitue ainsi une voie d'étude très prometteuse en haut contraste. Un exemple de telle implémentation par Dimitri Mawet est donné en Figure 2.25.

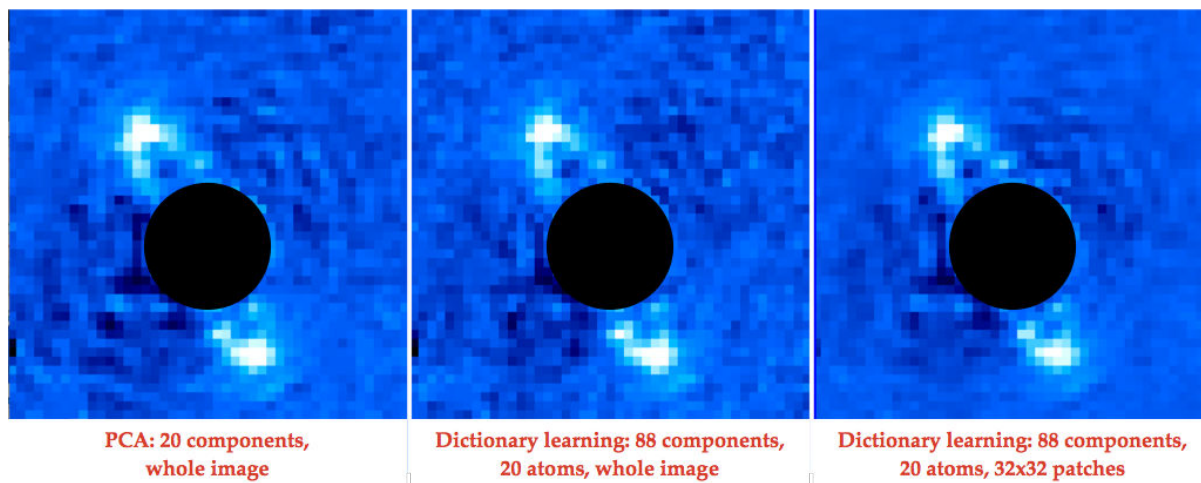


FIGURE 2.25 – *Comparaison de la méthode d'analyse en composantes principales (à gauche) avec la technique d'apprentissage automatique d'un dictionnaire en travaillant sur toute l'image (au milieu) ou sur des boîtes de 32 pixels de côté (à droite), pour le disque de débris HR 4796 vu avec NICMOS à 2.2 μ m. Réduction réalisée par Dimitri Mawet avec des outils développés en Python.*

4. Voir par exemple http://scikit-learn.org/stable/auto_examples/decomposition/plot_image_denoising.html pour un exemple d'application de l'apprentissage d'un dictionnaire pour un problème de réduction du bruit d'une image.

2.3 L'imagerie différentielle angulaire des disques

2.3.1 Objets ponctuels et objets étendus

Introduite dans la section 1.5.2, l'imagerie différentielle angulaire ou ADI est une des stratégies d'observation pour obtenir des images à haut contraste en soustrayant la FEP pour révéler la présence potentielle de matériel circumstellaire. Nous avons vu qu'il existe de multiples algorithmes de post-traitement des données, et j'ai présenté au paragraphe précédent une version possible que j'ai implémentée pendant cette thèse. Toutefois, quel que soit l'algorithme employé et aussi efficace soit-il à atténuer les tavelures, l'ADI induit des biais qu'il convient de quantifier avant toute analyse scientifique de données astrophysiques.

L'ADI a été appliqué initialement à la détection d'objets ponctuels, planètes, naines brunes ou compagnons stellaires orbitant une étoile primaire et ses effets sont évidemment plus faibles sur de telles sources que sur des objets étendus. Leurs effets sont prévisibles et maintenant bien connus, aussi bien sur la morphologie du signal, que sur la photométrie et l'astrométrie. On citera par exemple le travail de thèse de Mickael Bonnefoy qui s'est attaché à décrire les conséquences de l'ADI sur un signal planétaire, en prenant pour exemple le cas de β Pictoris b et a développé des outils pour les calibrer (Bonnefoy et al. 2011; Lagrange et al. 2010). Un objet ponctuel n'étant pas résolu par le télescope, sa morphologie est celle de la FEP de l'instrument. Connaissant l'amplitude de la rotation de champ pendant les observations, il est possible de simuler et prédire la part de signal qui sera perdue lors de l'étape de soustraction de la FEP. J'ai illustré ces effets sur la Figure 2.20. La signature typique de l'ADI est ici les zones négatives visibles en bleu de part et d'autre de la planète. En raison de cela, le signal planétaire présente une élongation radiale, car le signal est davantage soustrait dans la direction azimuthale.

La stratégie d'observation ADI s'est révélée également très puissante pour révéler des disques circumstellaires, mais en raison de l'extension spatiale du signal de ces objets, l'effet est plus difficile à calibrer. Il s'agit en effet d'estimer simultanément la morphologie du disque et les biais de l'ADI, difficulté qui ne se pose pas dans le cadre d'un objet ponctuel dont la morphologie initiale est bien connue.

2.3.2 L'impact de la technique sur les propriétés des disques

Cette étude a fait l'objet d'un article spécifique publié en 2012 dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Milli et al. 2012). Cet article a permis de quantifier les biais de cette technique selon la morphologie du disque et d'énoncer quelques règles de façon à guider les observations de disques pour minimiser ces effets. Par ailleurs, il a également permis de rendre les astronomes vigilants quant à l'utilisation de l'ADI sur les objets étendus, en montrant de manière rigoureuse que des structures qualifiées de "streamers" observées dans les anses du disque de HR 4796 sont créées par la réduction des données. Pour arriver à ces fins, j'ai simulé des disques avec différentes morphologies, injecté ce signal dans des cubes d'images, contenant ou non une étoile centrale, et j'ai réduit ces données par ADI avant de comparer la morphologie initiale et finale des disques. Les algorithmes utilisés sont les techniques cADI, sADI, rADI et LOCI. Les biais ont été quantifiés grâce à différentes observables utilisées fréquemment pour caractériser les disques. Par ailleurs une analyse théorique d'un point de vue du filtrage des données a permis de mettre à jour un critère simple de prédiction des pertes de flux.

Impact of angular differential imaging on circumstellar disk images[★]

J. Milli¹, D. Mouillet¹, A.-M. Lagrange¹, A. Boccaletti², D. Mawet³, G. Chauvin¹, and M. Bonnefoy⁴

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), University Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France
e-mail: julien.milli@obs.ujf-grenoble.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Université Pierre et Marie Curie Paris 6 and Université Denis Diderot Paris 7,
5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

³ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁴ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

Received 25 May 2012 / Accepted 20 July 2012

ABSTRACT

Context. Direct imaging of circumstellar disks requires high-contrast and high-resolution techniques. The angular differential imaging (ADI) technique is one of them, initially developed for point-like sources but now increasingly applied to extended objects such as disks. This new field of application raises many questions because the disk images reduced with ADI depend strongly on the amplitude of field rotation and the ADI data reduction strategy. Both of them directly affect the disk observable properties.

Aims. Our aim is to characterize the applicability and biases of some ADI data reduction strategies for different disk morphologies. A particular emphasis is placed on parameters mostly used for disks such as their surface brightness distribution, their width if the disk is a ring, and local features such as gaps or asymmetries. We first present a general method for predicting and quantifying those biases. In a second step we illustrate them for some widely used ADI algorithms applied to typical debris disk morphologies: inclined rings with various inner/outer slopes and width. Last, our aim is also to propose improvements of classical ADI to limit the biases on extended objects.

Methods. Simulated fake disks seen under various observing conditions were used to reduce ADI data and quantify the resulting biases. These conclusions are complemented by previous results from NaCo L' real-disk images of HR 4796A.

Results. As expected, ADI induces flux losses on disks. This makes this technique appropriate only for low- to medium-inclination disks. A theoretical criterion is derived to predict the amount of flux loss for a given disk morphology, and quantitative estimates of the biases are given in some specific configurations. These biases alter the disk observable properties, such as the slopes of the disk surface brightness or the radial/azimuthal extent of the disk. Additionally, this work demonstrates that ADI can very easily create artificial features without involving astrophysical processes. For example, a particularly striking feature appears for a ring when the amplitude of field rotation is too small. The two ring ansae are surrounded by two flux-depleted regions, which makes them appear as bright blobs. This observation does not require any astrophysical process such as dust blown by radiation pressure, as previously proposed in *H*-band images of HR 4796A.

Conclusions. The ADI techniques behave as spatial filtering algorithms and can bias disk observables. Therefore, the filtering process needs to be properly calibrated when deriving disk parameters from processed images.

Key words. methods: data analysis – techniques: high angular resolution – circumstellar matter

1. Introduction

The study of circumstellar disks is essential for understanding the formation of planetary systems. Direct imaging of these disks has revealed asymmetries, warps, gaps, truncatures, density waves, or other features that are the results of interactions between the disk and its environment. About 160 disks are now resolved from their visible to thermal emission (<http://www.circumstellardisks.org>, Stapelfeldt). Debris disks are a particularly interesting class of optically thin disks since planets are already formed, if any, and faint structures in the dust distribution can betray their presence, as proposed for HR 4796A in [Lagrange et al. \(2012b\)](#).

The vicinity of the star and its luminosity, however, limit the performance of both ground-based ([Racine et al. 1999](#)) and space-based ([Schneider & Silverstone 2003](#)) high-contrast images because of bright quasi-static speckles. Slowly evolving,

they add up over time and eventually become the dominant noise source at separations below a few arcseconds, depending on the star brightness ([Macintosh et al. 2005](#)).

The principle of differential imaging is to subtract a reference frame from the target image to reduce quasi-static speckle noise ([Marois et al. 2006](#)). This reference frame is sometimes also called a reference point spread function (PSF; [Lafrenière et al. 2007](#)), but we will use here the more generic term reference frame. This frame can be obtained in various ways: either with a reference star or with the target itself observed at a different field of view orientation (ADI), a different wavelength (spectral differential imaging), or polarization (polarimetric differential imaging). This paper focuses on ADI.

Angular differential imaging has already achieved significant results on debris disks: [Buenzli et al. \(2010\)](#) for instance detailed the morphology of the Moth, [Boccaletti et al. \(2012\)](#) and [Currie et al. \(2012\)](#) revealed the inner part of HD 32297, [Thalmann et al. \(2011\)](#) and [Lagrange et al. \(2012b\)](#) studied the ring of HR 4796A, [Lagrange et al. \(2012a\)](#) revealed the inner

* Appendix A is available in electronic form at <http://www.aanda.org>

part of the β Pictoris disk and constrained the projected planet position relative to the disk, and [Thalmann et al. \(2010\)](#) resolved the gap in the transitional disk around LkCa 15. However, side effects might alter the apparent morphology of the disk and its observable properties: flux self-subtraction, change in disks slopes, width, etc. The model-matching procedure described by [Boccaletti et al. \(2012\)](#) to capture the true morphology of HD 32297 is a good illustration of how difficult it is to dismiss ADI artifacts.

Angular differential imaging uses the differential rotation between the field of view and the pupil occurring on an alt-azimuthal mount to distinguish between the speckle halo and any on-sky source. When the pupil tracking mode is used, the field rotates at the same rate as the parallactic angle while the pupil is stable. The parallactic angle is the angle between the great circle through the object and the zenith, and the hour circle of the object.

When extended objects such as disks are imaged, the challenge of ADI is to build reference frames with a speckle pattern highly correlated to the target image but without capturing the flux of the disk. If the disk flux is captured in the reference frame, the reference subtraction will decrease the disk flux in the residual image: this is the problem of self-subtraction. Not only does it lead to a lower signal-to-noise ratio (S/N) for the disk but it also biases the observable parameters of the disk.

The objective of this study is twofold:

1. to guide the observing strategy and data reduction by providing key figures to know how much flux loss is expected for a given disk geometry and field rotation. A theoretical criterion is derived to quantify this loss for the specific case of an edge-on disk;
2. to highlight the observable parameters that can be trusted from ADI-based disk images and point out the artifacts potentially created by this technique.

We will first describe the simulation procedure, and in Sect. 3 will build theoretical criteria to analyze the applicability of ADI to disks. A qualitative (Sect. 4) and quantitative (Sect. 5) description of the biases induced by ADI is then presented before reviewing specific ADI algorithms more adapted for disk reductions in Sect. 6. Systematically investigating the parameter space of these algorithms to derive the most accurate disk parameters is beyond the scope of that section.

2. ADI algorithms and simulation procedure

Several data reduction strategies to treat ADI data have been developed over the past few years. They differ in the way the images are selected and combined to build a reference frame. The selection can use all available images or only a reduced sample based on a disk binary mask, depending on how much the parallactic angle has changed from the working frame, how close in time the image is from the working frame, or how correlated they are. The combination can be a simple median, an average, or a linear combination of all selected frames.

We focus here on three specific algorithms referred to as classic ADI (cADI), radial ADI (rADI) and LOCI. These procedures are described in [Lagrange et al. \(2012a\)](#). We will review three additional techniques specific for disks that use iterations, binary masks for the disk (mcADI, mLOCI), and damped LOCI (dLOCI).

- In cADI ([Marois et al. 2006](#)), the reference frame is a simple median or mean of all individual images of the cube. The key

parameter is the total amount of field rotation available, $\Delta\theta$, typically 20° to 80° for observations of one to several hours.

- In rADI, the reference frame is estimated radially in annuli as presented in [Marois et al. \(2006\)](#). The key parameters are the separation criterion N_δ , usually 1 to 5 *FWHM*, the number of images N used to build one reference frame (between 5 and 30) and the radial extent of the annulus dr . For each working frame, the reference frame is obtained by taking the mean of the selected N images. The selection of the N images is made temporally, after sorting the images according to their hour angle and selecting the N closest to the current working frame for which the field has rotated more than the separation criterion N_δ .
- In LOCI ([Lafrenière et al. 2007](#)), the reference frame is estimated locally in subtraction areas using linear combinations of all sufficiently rotated frames. The linear coefficients, called c^k , are computed to minimize the residuals in an optimization area. The geometry of the optimization area is an annulus section parametrized through the aspect ratio g , and the surface expressed in number of PSF cores N_A . The geometry of the subtraction area is parametrized through the annuli width dr . One key parameter is the separation criterion N_δ as in rADI.
- McADI and mLOCI are variants of cADI and LOCI using masks to limit the contamination of the reference frame by the disk. They are detailed in Sect. 6.2.
- DLOCI is an algorithm detailed in [Pueyo et al. \(2012\)](#). It is applied here to disks and is discussed in Sect. 6.3.

To study the artifacts generated by those algorithms, we generated fake disk images, inserted them into data cubes at the appropriate parallactic angle and convolved them with a synthetic or real telescope PSF. In some cases, noise coming from real data was also added to these simulation data cubes. The fake disks were assumed to be axisymmetric and were generated from an initial dust volumetric density $\rho(r, z) = \rho_0 R(r) Z(r, z)$ with the simulation code GRaTer ([Augereau et al. 1999](#)). $R(r) = \left\{ \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{in}} + \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{out}} \right\}^{-0.5}$ is the radial dust distribution in the mid-plane and $Z(r, z)$ is the vertical dust distribution at radius r .

3. Applicability of ADI to disks: the problem of self-subtraction

When the disk azimuthal extent is large with respect to the field rotation, the reference frame used to subtract the light of the central star and reveal circumstellar matter contains some flux from the disk and self-subtraction occurs.

3.1. Pole-on disks

An axisymmetric disk seen pole-on is entirely self-subtracted, because the surface brightness distribution (SBD) is symmetrical with respect to the central star. In this configuration, ADI is unsuitable and the PSF subtraction should be made using a reference star observed close to the target, preferably at the same parallactic angle, to maximize speckle correlation ([Beuzit et al. 1997](#)). Nevertheless, non-axisymmetric features such as bright blobs can still be revealed through ADI, but this application remains limited.

3.2. Edge-on disks

The situation is different for disks seen edge-on such as the β Pictoris or AU Mic disk. The key parameter is the vertical

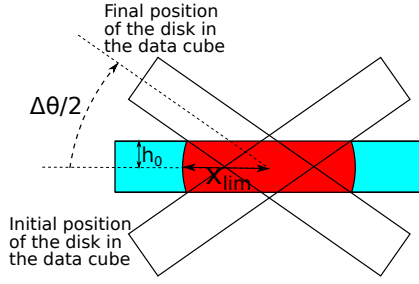


Fig. 1. Uniform disk of height $2h_0$ seen edge-on at the beginning, middle and end of the observing sequence. In blue, the final disk image after cADI processing, in red the part of the disk that is entirely self-subtracted.

extent of the disk at a separation x relative to the field rotation at that radius. In the very theoretical case of a uniform disk of vertical scale height h_0 , with a total field rotation $\Delta\theta$, and a reference frame built by median-combining all available images (cADI), the residual disk is entirely self-subtracted for a separation $x < x_{\text{lim}} = \frac{h_0}{\tan(\Delta\theta/4)}$, as illustrated in Fig. 1.

For a non-uniform disk, with a vertical profile parametrized with an exponential index γ so that $I(z) = e^{-(\frac{z}{h})^\gamma}$, there is no longer a sharp boundary radius x_{lim} between a totally preserved region and a totally self-subtracted region. However, we can identify three different regimes, depending of the scale height h at the given radius with respect to $\Delta\theta$. These are illustrated in Fig. 2 for an initial disk of vertical scale height h , with an exponential index $\gamma = 2$ (Gaussian vertical profile) and a field rotation $\Delta\theta = 60^\circ$. Either the disk is well preserved in its whole vertical extent (for a radius beyond $7 \times h$), or the vertical extent is reduced while the mid-plane brightness is well preserved (between 7 and $6 \times h$) or the mid-plane is also dimmer (below $6 \times h$). The last two regimes are illustrated by vertical profiles shown in linear and magnitude scales in the last four graphs of Fig. 2. These graphs show that brightness profiles can vary significantly whether the reference is combined by median or mean. With a mean, the flux in the mid-plane is higher (top chart of left graph of Fig. 2) and the vertical extent of the disk is also larger but negative regions appear on each side of the mid-plane, as visible in linear scale in the middle left graph of Fig. 2. A median prevents negative regions from appearing on noiseless data, or limits their extension in the presence of noise and is more robust to noise when many frames are available for reference frame combination. Unless otherwise specified, the reference frame is built by median combination in cADI throughout.

A theoretical criterion to quantify the disk flux loss can be derived in this specific vertical brightness distribution. Let $\Delta\alpha = \arctan\left(\frac{h}{r}\right)$ be the angular vertical height of the disk seen from the star. We aim to characterize the remaining disk flux at the point of vertical height z and radius x , corresponding to an angular height $i = \arctan\left(\frac{z}{x}\right)$. The remaining disk flux f at a given position in the reduced cADI image, normalized to the initial disk flux (for a reference frame built by median-combination), follows the exponential law,

$$f(\kappa_c) = 1 - e^{-\kappa_c} \text{ with } \kappa_c(i) = \frac{(\Delta\theta/4)^\gamma - i^\gamma}{(\Delta\alpha)^\gamma}. \quad (1)$$

For instance, in the disk mid-plane ($i = 0^\circ$), $\kappa_c = \left(\frac{\Delta\theta/4}{\Delta\alpha}\right)^\gamma$ and for $\kappa_c = 3$, 95% of the disk flux is preserved. The derivation of that law is detailed in Appendix A and is verified experimentally.

A similar criterion can be derived for an edge-on disk with exponential vertical profile processed with rADI. In this case,

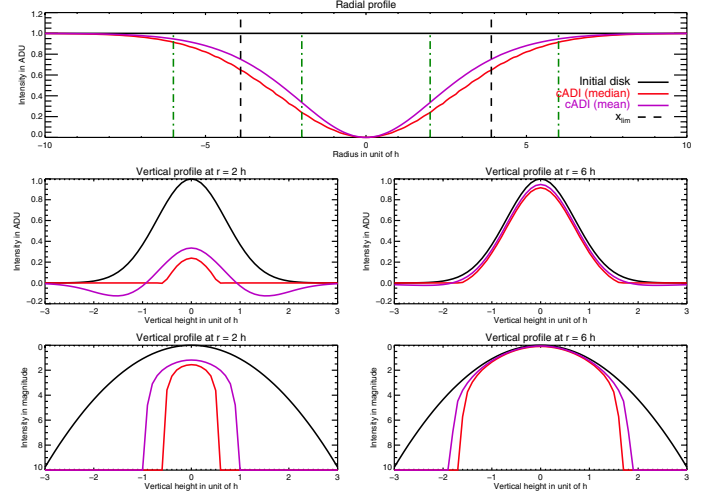


Fig. 2. *Top:* radial intensity profile along the disk mid-plane of the initial disk (black) and cADI images (reference frame built by median-combination in red and by mean-combination in purple). *Middle:* two vertical intensity profiles at the radii corresponding to the green dashed lines of the top figure, in linear scale. *Bottom:* same vertical profiles in magnitude scale.

however, the field rotation term $\Delta\theta$ is replaced by a term depending on the separation criterion N_δ and the number of images N used to build the reference PSF. If we call $\Delta\epsilon = \frac{\Delta\theta}{N_{\text{total}}} \times N$ the mean field rotation corresponding to N images and $\sigma = \arctan\left(\frac{N_\delta \times FWHM}{r}\right)$ the separation criterion expressed in terms of angle, the disk flux f in the mid-plane follows the law

$$f(\kappa_r) = 1 - e^{-\kappa_r} \text{ with } \kappa_r = \left(\frac{\sigma + \Delta\epsilon/2}{\Delta\alpha}\right)^\gamma. \quad (2)$$

3.3. General case

In the two previous subsections, we showed that ADI is inappropriate for pole-on disks and we derived the key criterion κ that allows one to predict the amount of flux losses for an axisymmetric edge-on disk.

In the general case of a non-axisymmetric disk with a random inclination i , the amount of flux loss cannot be summarized by this straight-forward mathematical criterion. Instead, we show below that ADI can be seen as a spatial frequency filtering algorithm, and we use this study to answer the question to what extent ADI can be applied.

ADI, a spatial frequency filtering algorithm. To show that cADI can be seen as a filtering algorithm, we built a frequency filter based on Fourier analysis and applied it to disk models to compare the results with cADI-processed images. The tool uses as input a simulated disk image and an amplitude of field rotation $\Delta\theta$ and performs the following steps for each pixel of coordinate (r, θ) in the image:

- it extracts the 1D-azimuthal profile at the radius r ;
- it sets to zero the points of the profile whose distance to θ is greater than $\Delta\theta/2$;
- it builds the Fourier spectrum of the resulting profile and removes from this spectrum any frequencies lower than a pre-defined cutoff frequency u_0 ;
- last, it reconstructs the azimuthal intensity profile by an inverse Fourier transform of the spectrum, and reads the intensity at the pixel position (r, θ) .

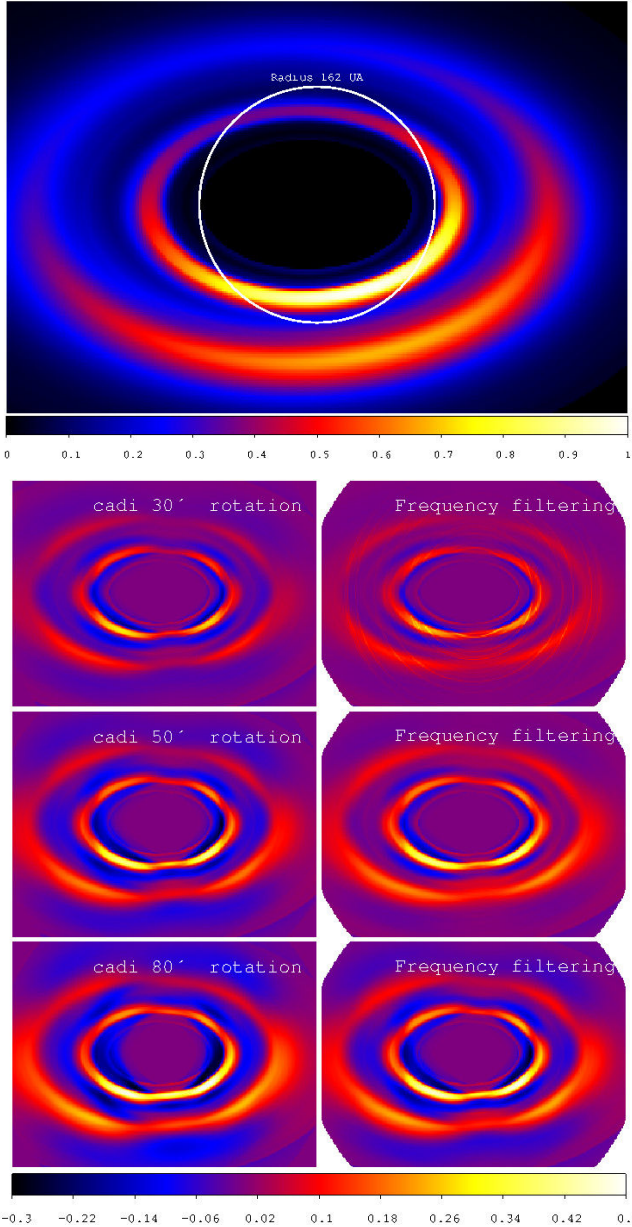


Fig. 3. HD 141569 disk model (*top*), and a comparison between cADI processed images with different field rotations and residual flux as predicted by the frequency filter. The color scale is identical and linear for all images.

Different values for the cutoff frequency u_0 were tested and the choice of $\frac{1}{\Delta\theta}$ leads to an image close to the cADI processed image, when the reference frame is estimated by mean combination. This means that cADI can be seen as a low-pass filter of the azimuthal frequencies of an image, the cutoff frequency being that corresponding to the total amplitude of field rotation $\Delta\theta$.

A comparison between disk images processed by cADI and by our frequency-filtering algorithm is given in Fig. 3 for a theoretical model of the debris disk HD 141569. We used three different amplitudes of field rotations: 30°, 50° and 80°.

The disk inclination is 52°, which is the critical value below which ADI induces so much self-subtraction to make it inappropriate. The scattered light model of that disk was made using the GRaTer code, starting from a radial distribution for the disk optical depth, using a disk ellipticity of 0.1, an anisotropic scattering factor of -0.2 , a Gaussian vertical profile, and a constant opening angle. The initial model is displayed at the top

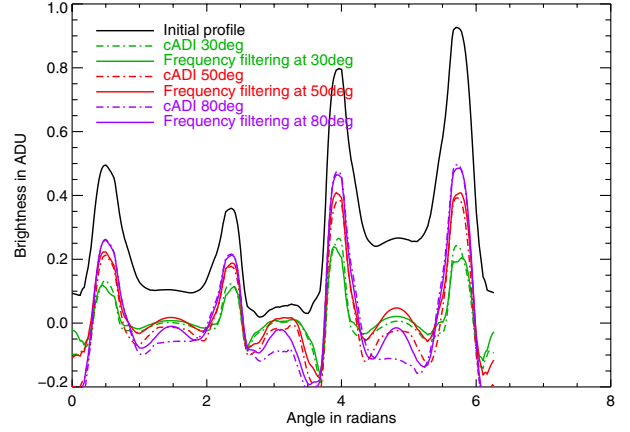


Fig. 4. Comparison between azimuthal brightness profiles of HD 141569 at a radius of 162 AU, initially and after various cADI processing or frequency filtering. 0 rad corresponds to the right panel in Fig. 3.

of Fig. 3. The disk contains several rings and anisotropic scattering makes the side inclined toward the line of sight brighter. The image of the disk processed by cADI shows that the morphology of the two rings has been altered. They are dimmer and the brighter region of those two rings is thinner, distorted and not any longer the brightest region. Increasing the total amount of field rotation yields more disk flux but does not prevent the distortions created in the disks. All these observations are also valid for the images created by the filtering algorithm. Therefore we can conclude that they result from filtering the low spatial frequencies that have an orthoradial component. Areas with negative flux between the two rings also appear. These negative areas are better visible in the brightness azimuthal profile at $r = 162$ AU shown in dashed lines in the plot of Fig. 4. They are well reproduced by the filtering algorithm (plain lines in Fig. 4), confirming the validity of the interpretation of cADI in terms of frequency filter.

4. Qualitative and morphological effects of ADI on disks

4.1. Negative flux artifacts: extinctions, blobs and asymmetries

Most of the artifacts created in ADI are due to over-subtracted areas that can make fake structures appear.

To highlight those effects, we reduced simulated images of the disk of HR 4796 as if they were observed in the same conditions as in the real observations on April 7, 2010, detailed in Lagrange et al. (2012b). The same field of view rotation (77.5°) and the same number of images in the datacube (103) after sorting poor-quality images were used. The evolution of the parallactic angle for the 103 images of the data cube is plotted in Fig. 5 at the top.

We used five additional parallactic angle evolution patterns:

- the same parallactic angles as previously but with a discontinuity corresponding to eliminating 21 images from the data cubes at three different positions within the cube (see Fig. 5 at the top). This discontinuity can mimic data sorting due to poor atmospheric conditions or quality of the adaptive optic correction;
- a reduced field rotation of 23° observed after culmination of HR 4796 in the sky, as in Thalmann et al. (2011) (see Fig. 5 at the bottom);

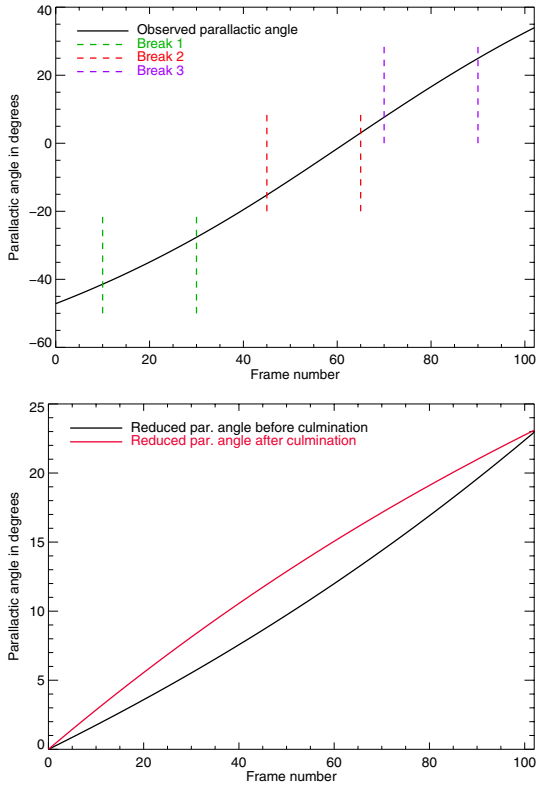


Fig. 5. *Top:* parallax angle evolution of HR 4796 as observed on April, 7, 2010. The dashed lines show the artificial discontinuities introduced for test purposes. *Bottom:* parallax angle evolution for a total field of view rotation $\Delta\theta = 23^\circ$ before and after the star culmination in the sky.

- a reduced field of view rotation of 23° observed before culmination.

The initial disk is convolved with a synthetic PSF in L' . The reductions were performed with cADI, rADI and LOCI (with a separation criterion N_δ of $1.5 FWHM$ and $3 FWHM$).

4.1.1. General effects of cADI

The first striking effect is the extinction along the minor axis of the disk seen in Fig. 6. At this distance, the amplitude of field rotation is low and self-subtraction is significant, resulting in a progressive decrease in the width of the annulus as we approach the minor axis.

With a 77.5° field rotation, no other artificial feature appears, except for a slightly negative region inside the annulus and two point-like sources along the minor axis with a flux 91% lower than the ansae. Nothing distinguishes this image from those with discontinuous parallax angle evolutions: the introduced breaks have undetectable effects in cADI¹.

For a reduced field rotation, two prominent artifacts appear for the northeast and southwest ansae of the annulus (left and right side in Fig. 6, respectively). There are two extinctions on each side of the ansae, resulting in two blobs on the parts of the annulus that are most distant from the center. Applying the frequency-tool described in the previous section shows indeed that the azimuthal spatial frequencies at the location of the extinctions are of the same order of magnitude as the cutoff frequency due to ADI-filtering, which causes the enhanced flux losses in that region.

¹ Down to a detection level of 0.1% with respect to the ansae intensity.

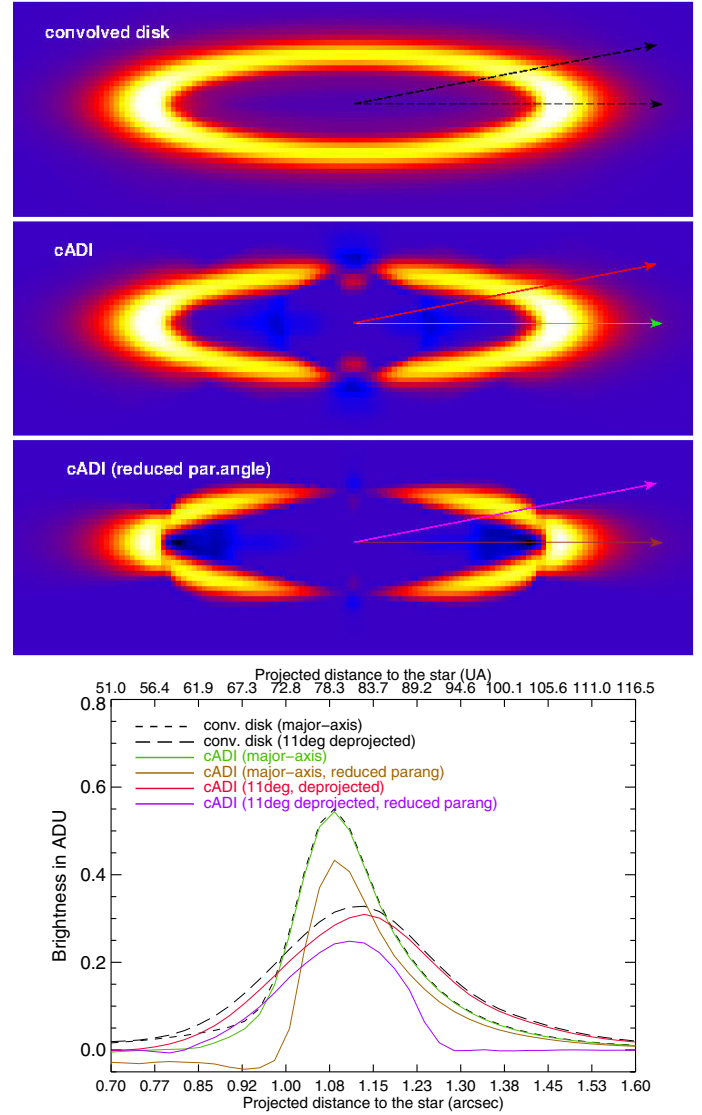


Fig. 6. *Top:* initial convolved disk and cADI-reduced disks for the real parallax angle evolution ($\Delta\theta = 77.5^\circ$) and for the reduced amplitude ($\Delta\theta = 23^\circ$). The color scales are identical and linear. *Bottom:* radial deprojected brightness profiles for the initial convolved disk (dashed lines) and the cADI images (plain lines) in two directions (along the semi-major axis and 11° away from it). The color of the lines is the same as the color of the arrows in the top images.

As mentioned in Lagrange et al. (2012b), there is no need to involve radiation pressure-induced dust blow-out to explain the appearance of these bright structures named streamers by Thalmann et al. (2011) in their high S/N data along the semi-major axis. The radial profiles along the semi-major axis at the bottom of Fig. 6 is unambiguous: the initial outer edge profile (small black dashed line) is well reproduced after cADI reduction (green line) even with a reduced parallax angle amplitude (brown line) along the major-axis².

A deprojected view of the disk is helpful to understand where the cADI azimuthal profile deviates from the original disk

² A reduced parallax angle amplitude attenuates the outer edge intensity by a uniform factor of 18% but does not alter the shape and logarithmic slope of the profile along the semi-major axis. Only the inner edge is altered because of the presence of a negative area with a minimum intensity at $0.95''$. This conclusion does not hold any more in a direction 11° away from the semi-major axis: in that case even the outer edge radial profile is altered, as shown by the violet curve in Fig. 6.

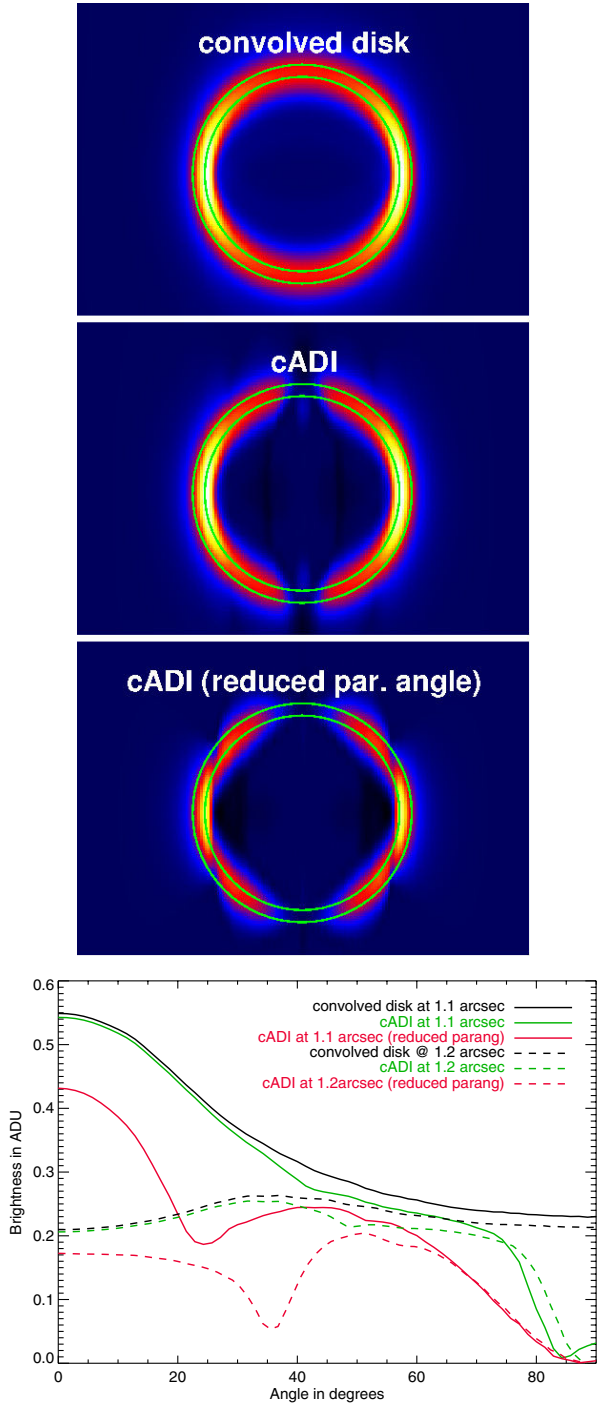


Fig. 7. *Top:* deprojected disk. The two circles have a radius of 1.1'' and 1.2''. *Bottom:* azimuthal brightness profiles for the initial convolved disk, and the 2 cADI images along those two circles of radius 1.1'' and 1.2''. An azimuth angle of 0° corresponds to the right in the top images.

profile (Fig. 7). The extinctions described quantitatively below are shown here by the local minimum in the azimuthal profiles (plain and dotted red lines). They are not present with a 77.5° field rotation (green lines).

4.1.2. Effects specific to rADI

In rADI (Fig. 8), the annulus appears thinner than in cADI. The blobs are still present at the tip of the ansae. The negative

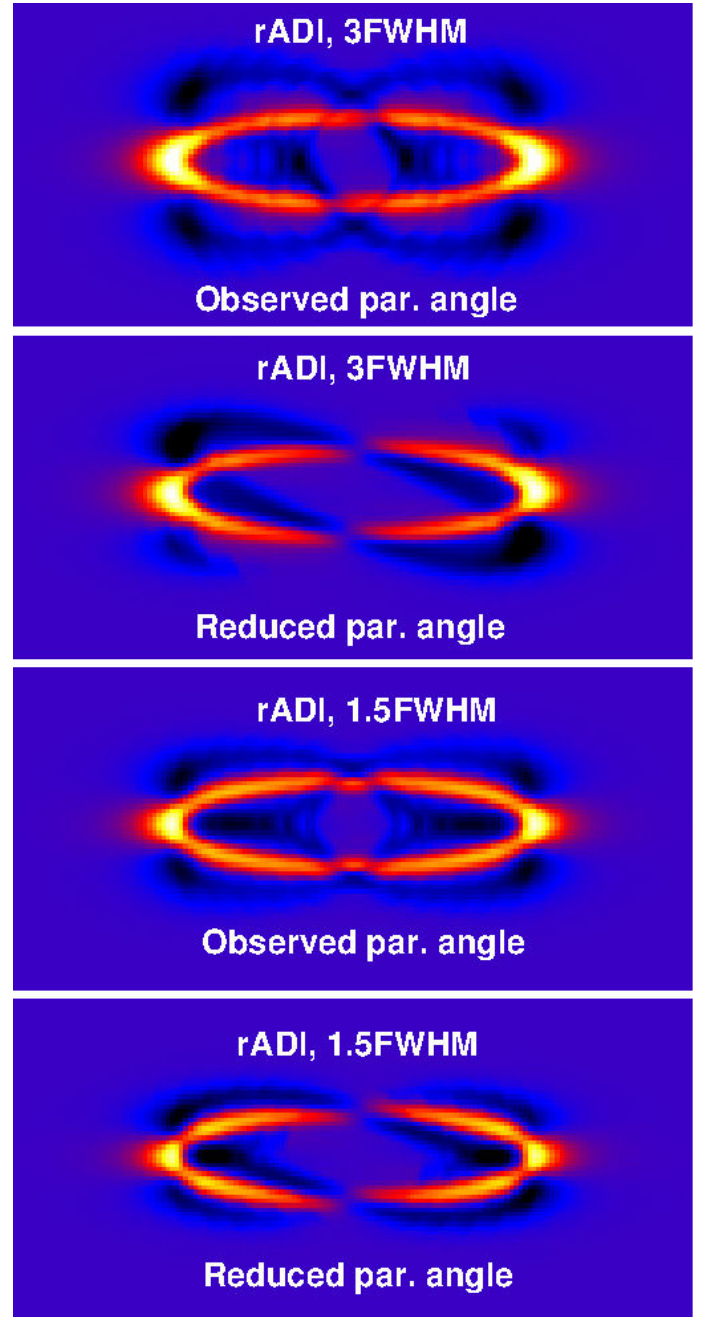


Fig. 8. Residual disks after rADI processing for the observed parallactic angle evolution ($\Delta\theta = 77.5^\circ$) and the one with reduced amplitude ($\Delta\theta = 23^\circ$). The separation criterion N_δ is 3 FWHM for the 2 images at the *top* and 1.5 for the 2 images at the *bottom*. The color scales are identical and linear.

regions are emphasized. The differences between the two sets of parallactic angle evolution, observed and reduced amplitude, are not as high as in cADI, because the criterion that rules the reference frame selection is now N_δ rather than $\Delta\theta$. We see two negative regions on each side of the ring, looking like two negative rings inclined with respect to the positive ring. These two negative regions cross the ring close to the minor and major axis and create truncatures, as in cADI. The intensity of these negative regions is significant: it reaches 50% of the ansae intensity for the reduced parallactic angle amplitude and 30% for the real (77.5°) amplitude. The angle between the negative and positive rings is directly driven by the separation criterion N_δ and the number

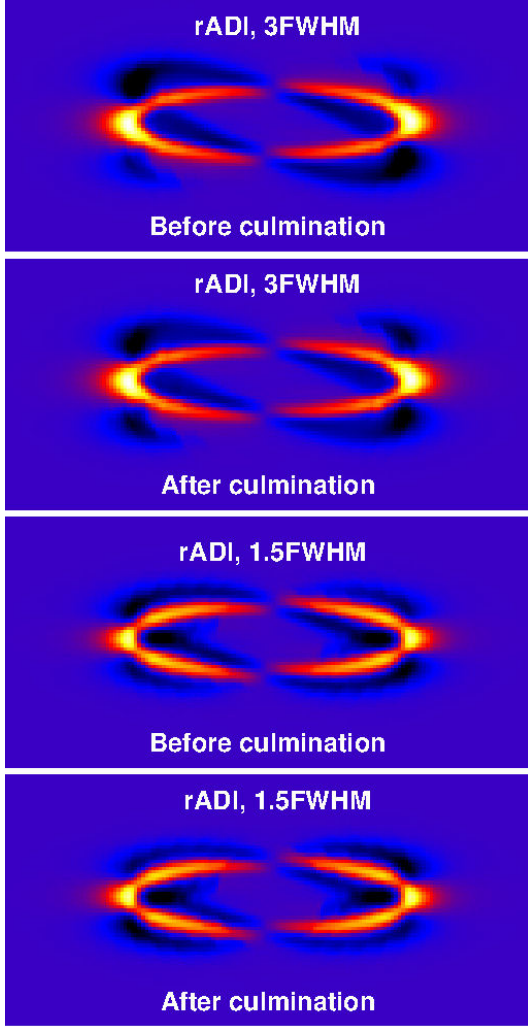


Fig. 9. Disks after rADI processing for the so-called “reduced” parallactic angle evolutions ($\Delta\theta = 23^\circ$). They reveal asymmetries depending on observing conditions before/after meridian. The separation criterion N_δ is $3FWHM$ for the two images at the *top* and 1.5 for the two images at the *bottom*. The color scales are identical and linear.

of images N used to build the reference PSF. The smaller these parameters, the closer the negative regions will appear with respect to the positive ring and the closer to the semi-major axis are the truncatures.

Unlike cADI, rADI images are variable whether we observe the star before or after culmination when it passes the meridian. This creates a left/right and top/bottom asymmetry as shown in Fig. 9. This is because the reference frame is built using a reduced set of N images in rADI, here 20. The negative regions appear to be stronger on the right side when the star is observed before culmination, e.g. when the parallactic angle evolution rate is increasing. This effect is stronger for a small separation criterion.

Discontinuity in the parallactic evolution pattern is another effect that create asymmetries detectable in rADI, as shown in Fig. 10. It easily induces brightness asymmetries in the negative regions up to 30%. The two negative regions are indeed symmetrical about the ring for the real observed parallactic angle evolution, but this is no longer the case when a discontinuity is introduced at the beginning (discontinuity 1) or at the end (discontinuity 3) of the sequence. When introduced in

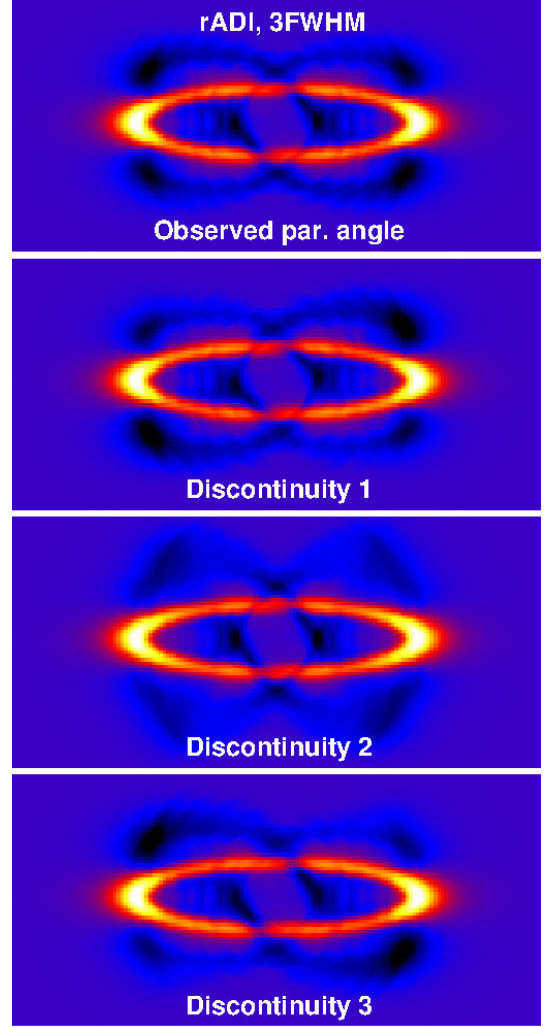


Fig. 10. Disks after rADI processing for the observed parallactic angle evolutions ($\Delta\theta = 77.5^\circ$) and for the three different discontinuities introduced. The separation criterion N_δ is $3FWHM$ for the two images at the *top* and 1.5 for the two images at the *bottom*. The color scales are identical and linear.

the middle of the sequence (discontinuity 2), the residual disk remains symmetrical.

4.1.3. Effects specific to LOCI

In cADI or rADI, the way reference frames are built depends only on geometrical parameters. However, in LOCI, the linear combination also depends on the underlying speckle noise distribution. As a result, a relevant analysis of disk images reduced in LOCI cannot be performed without noise in the data.

For that purpose, we used part of our L' data of HR 4796 from April 6, 2010 (Lagrange et al. 2012b), in which we inserted a fake disk with a S/N of about 20σ to test a few realizations of the LOCI optimization algorithm. The data cube consists of 67 images with 52° field rotation. Our goal here is not to make a comprehensive study testing all possible LOCI parameter sets and noise distributions, but to provide some hints on artificial effects occurring with LOCI.

For the baseline LOCI reduction, we used the following parameters: $N_\delta = 1.5 \times FWHM$, $N_A = 300$, $g = 1$ and $dr = 1.4 \times FWHM$. To distinguish between effects due to the inherent

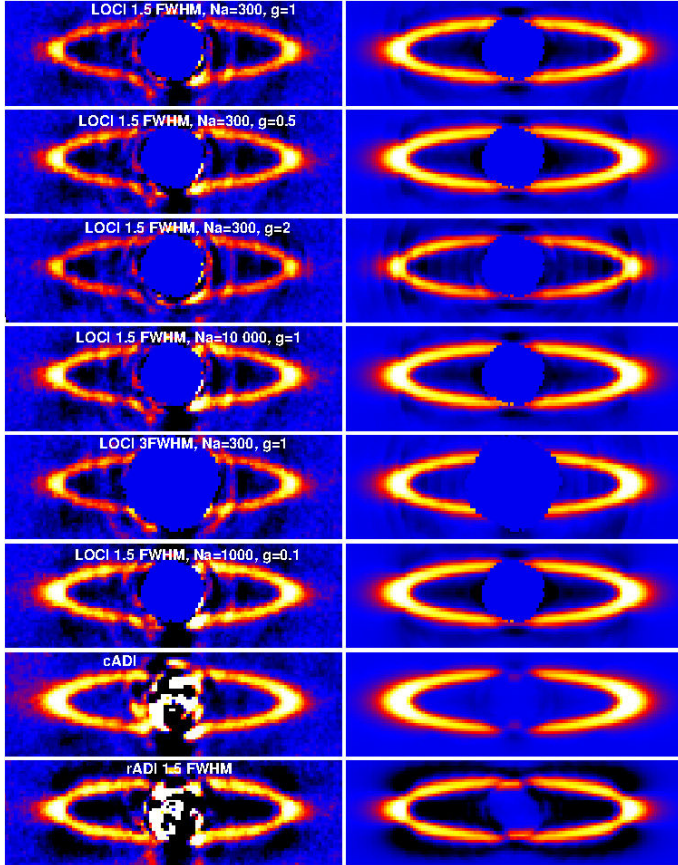


Fig. 11. *Left:* residual disks after LOCI processing of the real data cube of HR 4796 taken on April 7, 2010 with a fake disk inserted at 90° from the real one. Different LOCI parameters are used and the coefficients are stored. *Right:* residual disk after applying those exact same LOCI coefficients to a data cube containing only the fake disk (without noise). The color scales are identical and linear for all images. The cADI and rADI reductions are shown at the bottom for comparison.

noise of the data and effects due to the LOCI algorithm, we stored for each reduction the LOCI coefficients c^k used to build the reference frames and applied them to a data cube containing the fake disk without noise. We show in Fig. 11 the real LOCI result on the left and the reconstructed disk image if there was no noise in the data on the right, for each set of LOCI parameters.

As in rADI, all sets of parameters show bright blobs in the ansae when the separation criterion N_δ is small. The ring appears thinner elsewhere. The S/N is poorer close to the minor axis, therefore the noise can create distortion or intensity fluctuations in the ring that are not visible in the reconstructed image.

No significant brightness asymmetry between the left and right ansae is detectable in the reduced LOCI images. Negative areas appear around and inside the ring, up to a level of 20% of the flux in the ansae. The negative regions are more enhanced on the right side.

The radial-to-azimuthal aspect ratio g appears to have an effect on the intensity and width of the ring. Optimization areas more azimuthally extended (i.e. with lower g) result in less self-subtraction. This is also the case for the set of conservative LOCI parameters (Thalmann et al. 2011), when $N_A = 10\,000$, since this configuration means using the entire radial extension available in the image for each optimization area. The disk is 14% brighter in that case, but negative areas are also emphasized.

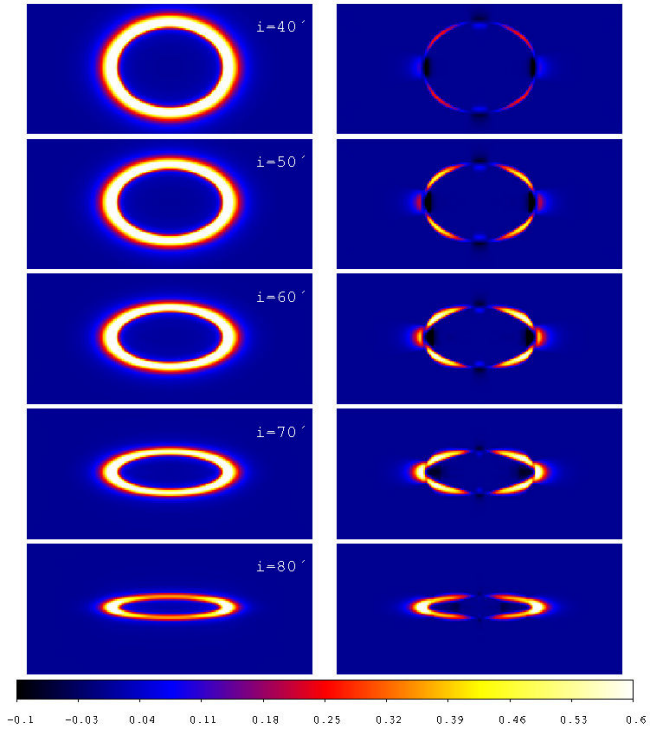


Fig. 12. HR 4796-like annuli for different inclination (*left*) and the residual disk image after cADI for a total field rotation of 50° (*right*). The color scale is identical and linear for all images.

The highest flux in LOCI restitution occurs when a low aspect ratio g (here, 0.1 which is the same as using a full annulus) is combined with many PSF cores ($N_A = 1000$). In this case, the disk intensity is almost similar to that obtained in cADI, except for the negative areas in the center of the ring.

It also turns out from these LOCI-reduced images that it is difficult to predict with the LOCI algorithm.

4.1.4. ADI applicability with respect to the disk inclination

So far, we have studied both the flux loss and the ADI artifacts with disks that have a fixed inclination. To answer the question to what extent in terms of disk inclination ADI can be applied, we performed additional cADI reductions of images of an inclined ring for several inclinations, as shown in Fig. 12. Obviously, no clear answer can be provided since many additional aspects must be considered, such as the disk parameters to be retrieved and the amount of self-subtraction acceptable given the data S/N. However, we show here that for low-inclination, e.g. below 60° , the major and minor axis are critical regions affected by ADI because many low spatial frequencies are lost in those regions. Even for higher inclinations, the minor axis is always too much affected by self-subtraction to allow any information retrieval. Concerning the major axis, blobs at the tip of the ring ansae (described in more detail in Sect. 4.1.1) appear below 70° therefore great care must be taken not to misinterpret those features with physical processes such as dust grains blown by radiation pressure. These results suggest that disks inclined below 50° are inappropriate for ADI.

4.2. ADI on spiral arms

Recent disks discoveries included spiral arms in circumstellar disks. For instance, Fukagawa et al. (2006) performed

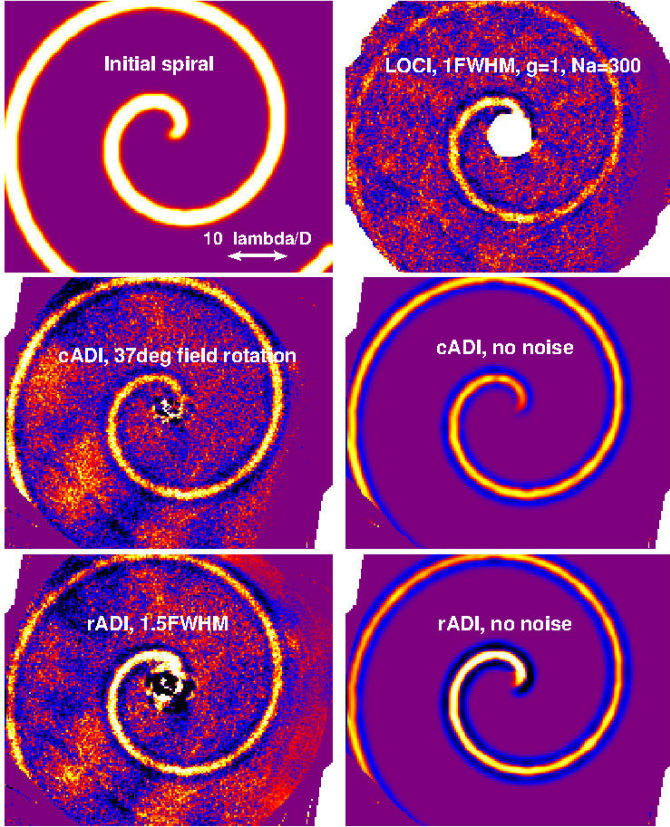


Fig. 13. ADI reduction of a spiral arm seen pole-on, with and without noise from L' data. The color scales are identical and linear for all images.

reference star PSF subtraction to reveal spiral arms around HD 142527, and Rameau et al. (2012) confirmed these features using both ADI and reference star subtraction. Other high-contrast imaging technique such as polarimetry were used for SAO206462 by Muto et al. (2012).

Because spiral arms have a very specific geometry with azimuthal spatial frequencies varying with the separation from the star, we carried out a specific investigation of the ADI impact on these features.

An Archimedian spiral, seen pole-on, parametrized in polar coordinates by $r = 10 \times \theta$ with an initial width of 10 pixels was processed through cADI, rADI and LOCI with a total field rotation $\Delta\theta = 37^\circ$. Results are shown in Fig. 13. To allow a relevant comparison of cADI and rADI images with LOCI images, we added noise to the data. For that purpose we used our L' data ($FWHM = 3.6$ px) of the M star HR 4796B taken on April 6, 2010 (Lagrange et al. 2012b) in which we inserted the spiral arm with an S/N of 14.

The first conclusion is that arms are significantly thinner. The width reduction reaches 30% in cADI.

As previously, we observe negative shadows on each side of the arm. These shadows can be deep and not necessarily symmetrical about the arm. This is mostly visible in rADI without noise. When the curvature is smaller than the curvature of a circle at the same location (e.g. for the innermost regions), the negative parts on the outer edge of the spiral are enhanced, and vice versa.

Great care should also be taken when interpreting the intensity distribution of a spiral arm. Although the initial spiral has a uniform flux, the LOCI and rADI reductions show a higher

Table 1. Set of disks and ADI parameters used for the quantitative analysis.

$\Delta\theta$	52°
i	$60^\circ; 65^\circ; 70^\circ; 75^\circ; 80^\circ; 85^\circ$
α_{in}	2; 3; 5; 7; 10
α_{out}	-2; -3; -5; -7; -10
cADI	
ADI algorithm	rADI $N_\delta = 1.5, N = 20, dr = 1.4$
	LOCI $N_\delta = 1.5, g = 1, N_A = 300, dr = 1.4$

flux at short separation. The flux loss due to self-subtraction is indeed a trade-off between how large the amplitude of field rotation is and how small the azimuthal component of the spatial frequencies is.

The case of a spiral arm inclined towards the line of sight was also investigated. It appears to be very similar to the case of an inclined ring. Some regions behave like the semi-major axis of an inclined ring, creating bright blobs when the amplitude of field rotation is low and some regions behave like the semi-minor axis of an inclined disk where most the disk flux is self-subtracted.

5. Quantitative estimation of the biases

We now provide a quantitative estimation of the change in some important disk observable properties from an astrophysical perspective: the disk total flux, the outer slope of the SBD and the ring full width at half maximum (FWHM) measured radially along the semi-major axis. For that purpose, we focus on ring-shaped disks. We analyze the effect of the following variable parameters: the inclination of the ring, the radial exponents α_{out} and α_{in} that parametrize the volumetric dust density for three different ADI algorithms as detailed in Table 1.

For each set of disk parameters and ADI algorithms, the reductions were performed with and without noise. For the case with noise, we again used part of our L' data of HR 4796A from April 6, 2010 (Lagrange et al. 2012b), into which we inserted a fake disk with a S/N of about 10σ . The data cube consists of 67 images with 52° field rotation.

The slope and FWHM measurements along the semi-major axis appear to be very sensitive to the noise, particularly for very narrow rings because we lack sufficient dynamic in the image. Therefore, to isolate the effect of ADI, we performed those two measurements on the images reduced without noise. For LOCI we computed the LOCI coefficients for data with noise and applied them to a noiseless model of the disk.

5.1. ADI impact on the total flux of the disk

Following the general model detailed in Sect. 3.3, ADI behaves as a high-pass filter, therefore the smoother the disk brightness distribution, the greater the disk flux loss. We illustrate this in Fig. 14 in a number of quantitative examples coming from the reduction tests cases detailed in Table 1:

1. The amount of flux loss after ADI processing is very highly correlated to the inclination of the disk. The more pole-on the disk, the higher the flux loss, whatever the algorithm used. Figure 14 provides typical examples that can be used

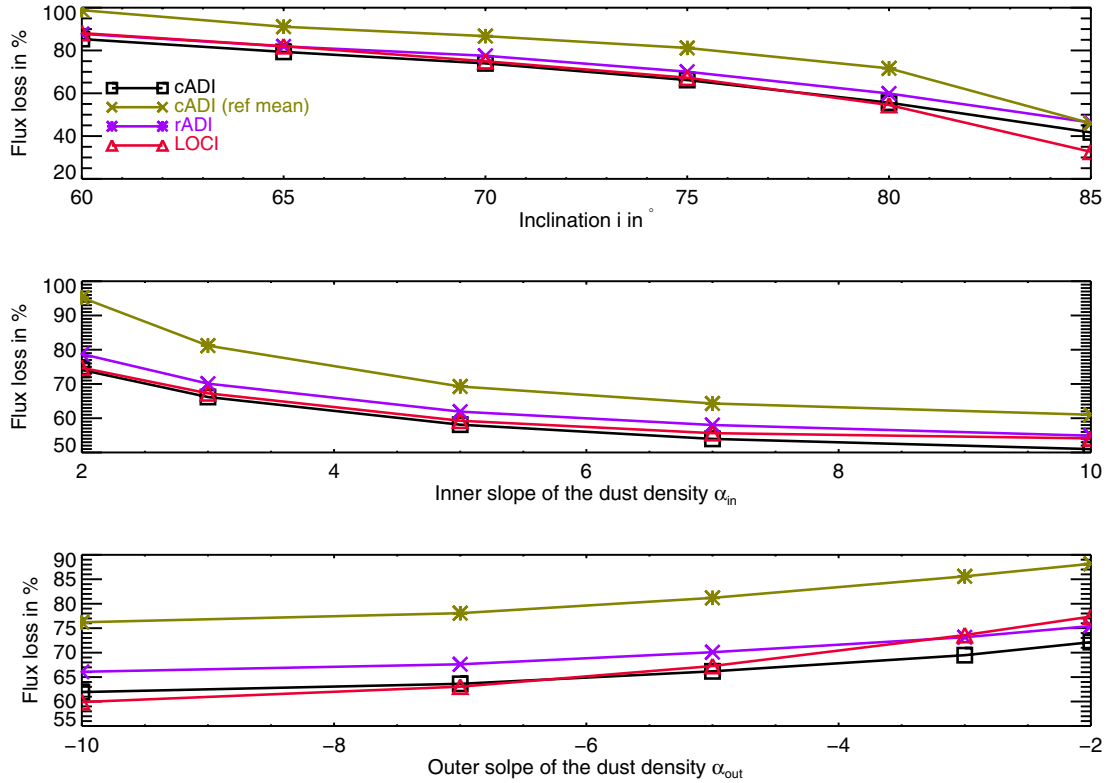


Fig. 14. Flux loss on a disk as a function of the disk inclination i (*top* chart), the dust density inner slope α_{in} (*middle* chart) and the dust density outer slope α_{out} (*bottom* chart). The flux loss is the ratio of the total flux of the reduced disk by the total flux of the initial disk after convolution by a synthetic PSF. For the *top* chart, α_{in} and α_{out} are kept constant to 3 and -5 , for the *middle* chart i and α_{out} are kept constant to 75° and -5 , and for the *bottom* chart i and α_{in} are kept constant to 75° and 3.

as references, with flux losses ranging from 100% to a few % for disks inclined from 60° to 85° .

2. The inner and outer slopes of the dust density distribution also have a significant impact on the surface brightness of the processed disk, since the softer the slopes, the higher the flux loss. For the expected slopes of circumstellar disks, e.g. about -2 to -5 for α_{out} and 2 to 5 for α_{in} , the flux loss varies between 50% and 80%, as visible in the middle and bottom chart of Fig. 14.
3. In cADI, flux losses are about 10% higher when the reference frame is built using the mean rather than the median. This conclusion contradicts the graphs of Fig. 2, which were produced from noiseless data. The mean is indeed much more sensitive to noise, which leads to more disk flux captured in the reference frame in the presence of noise.

5.2. ADI impact on the outer slope of the surface brightness distribution

Because the inner or outer slope of a debris disk is a significant parameter for understanding the physics of the disk, we studied the effect of ADI on the slope along the major axis of a ring. As already seen, the inner part of the ring is strongly affected by self-subtraction, therefore attempting to retrieve the dust density inner slope from ADI images is dangerous. For this reason, we focus here on the parameters that influence the outer slope of the SBD.

The SBD outer slope is retrieved from a linear regression on a log-log plot of the SBD profile. Two elements have an impact on the slope of the final image: the convolution of the

initial disk with the PSF that tends to make the slope of the profile softer, and ADI processing whose effect is non-linear. The relative change in the SBD outer slope due to ADI reduction is presented in Fig. 15. A negative change means a steeper profile. As the reduced LOCI image is no longer symmetrical about the semi-minor axis, we provide here the slope measurements on each side of the semi-major axis. We show here the impact of the parameters i and α_{out} only, as the inner slope of the dust density α_{in} has no influence on the SBD outer slope.

1. In cADI (median-combined reference frame), the inclination and initial value of α_{out} has little impact on the slope. The slope is slightly softer for values of α_{out} close to -2 .
2. In LOCI, the effect is variable whether we consider the East or West side of the ring. The trend seems, however, to follow that of cADI.
3. In rADI, the SBD slope is clearly steeper, by -20 to -5% for the explored range of inclinations and α_{out} .

On the whole the effect is all the more pronounced as the disk is spatially extended with low inclination and soft SBD slope.

5.3. ADI impact on the FWHM of the ring

In almost all simulation cases, the measured FWHM is slightly decreased after ADI reduction.

1. First, the inclination of the disk can significantly bias the measured FWHM. The more face-on the disk is seen, the higher the impact on the FWHM compared to the initial convolved disk (see Fig. 16 top chart).

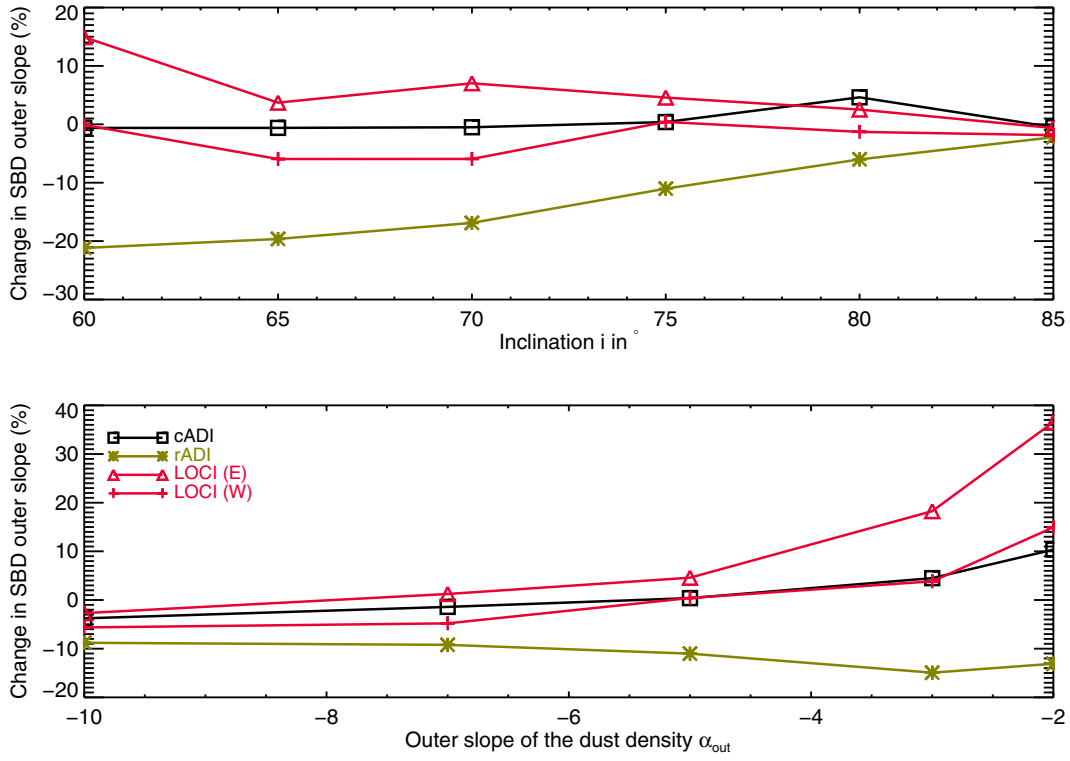


Fig. 15. Bias on the measured outer slope of the disk SBD as a function of the disk inclination i (*top* chart) and the dust density outer slope α_{out} (*bottom* chart). For the *top* chart, α_{in} and α_{out} are kept constant to 3 and -5 and for the *bottom* chart, i and α_{in} are kept constant to 75° and 3.

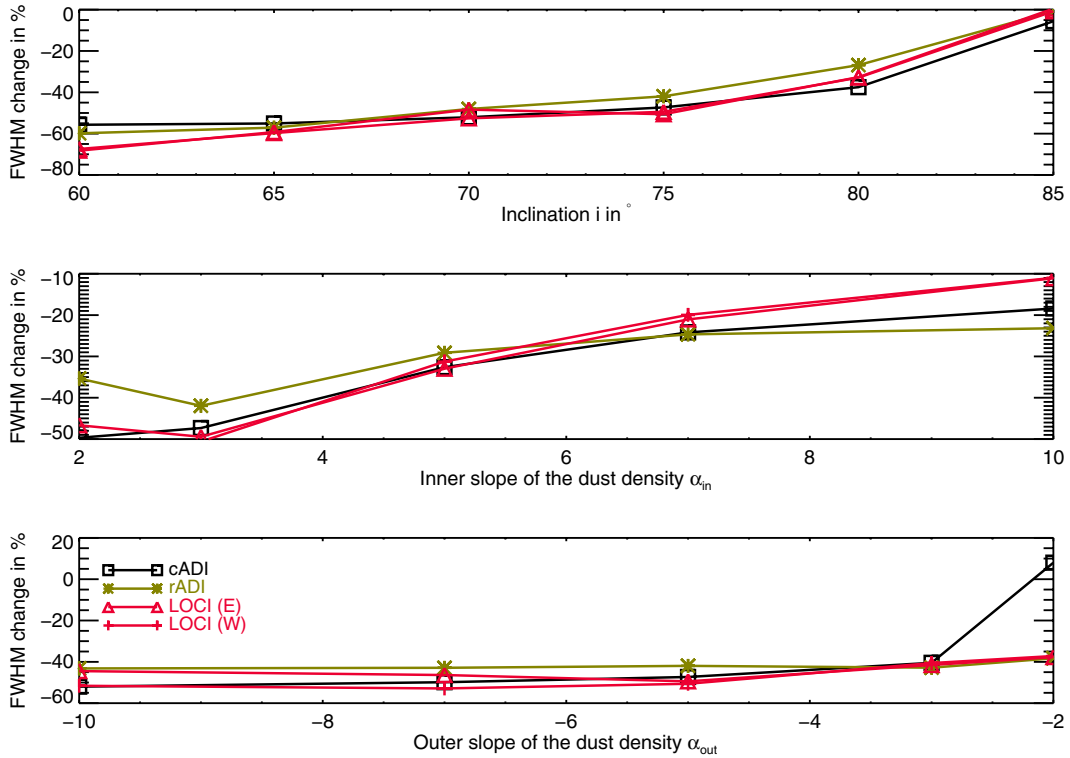


Fig. 16. Bias on the FWHM of the ring (measured along the semi-major axis) as a function of the disk inclination i (*top* chart), the dust density inner slope α_{in} (*middle* chart) and the dust density outer slope α_{out} (*bottom* chart). For the *top* chart, α_{in} and α_{out} are kept constant to 3 and -5 , for the *middle* chart i and α_{out} are kept constant to 75° and -5 , and for the *bottom* chart i and α_{in} are kept constant to 75° and 3.

2. The measured FWHM of a ring is also highly dependent on the dust distribution inner slope of the initial disk. Indeed, for very soft radial density exponents α_{out} , the initial FWHM of the ring is large. ADI then creates negative areas inside the

ring, consequently the inner half-width is much decreased. This effect is visible in the middle chart of Fig. 16.
 3. Last, the dust density outer slope has a fairly low impact on the disk FWHM. In rADI, the change in FWHM is constant

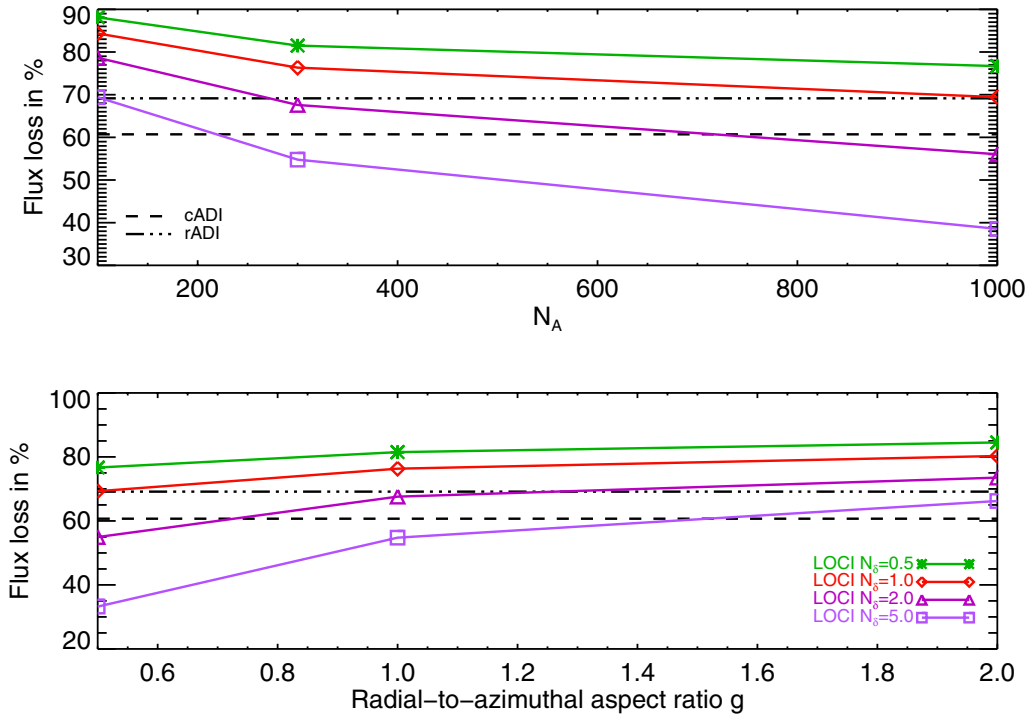


Fig. 17. Flux loss on a disk as a function of the size of the LOCI optimization region N_A (top chart) and its radial-to-azimuthal aspect ratio g (bottom chart). An initial disk parametrized with $i = 75^\circ$, $\alpha_{\text{in}} = 5$ and $\alpha_{\text{out}} = -2.5$ is used here, with g kept constant to 1. for the top chart and N_A kept constant to 300. for the bottom chart. Flux losses in cADI and rADI ($N_\delta = 1.5$) are shown here for reference.

over the explored range of α_{out} and the change decreases from -38% to -22% (without noise) when α_{out} approaches 0 (Fig. 16, bottom chart).

5.4. Sensitivity analysis relative to the LOCI parameters

The study presented above compares the reduction of various initial disks but with a single set of rADI and LOCI parameters. To complete this study, we now show for a given disk morphology, namely $\alpha_{\text{in}} = 5$, $\alpha_{\text{out}} = -2.5$ and $i = 75^\circ$, a comparison of different LOCI parameters.

We have already shown that the separation criteria N_δ is the main parameter that influences the amount of self-subtraction of a disk. The size of the LOCI optimization area, expressed in number of PSF cores N_A , is the second contributor. The larger this area, the lower the flux loss, as shown in the top chart of Fig. 17. For a large domain, the chances that the RMS optimization matches the disk pattern and not the speckle pattern is indeed lower.

Now, for a constant size of the optimization area (here N_A is kept to 300), the aspect ratio is also influencing the amount of self-subtraction, as shown in the bottom chart of Fig. 17. For the morphology studied, the larger the radial extension of this area, the less self-subtraction occurs. We interpret this feature by the fact that the relative area contaminated by the disk is lower for the optimization zones characterized by low values of g . This conclusion is obviously valid for the geometry of disks considered here and should be revisited for a disk different from an inclined ring.

5.5. Position angle and offset of the disk

The position angle (PA) and offset of a disk are very important parameters for describing the morphology of a disk. Within ADI,

two different reasons can alter the PA and offset as measured on the reduced disk image:

- star centering;
- artifacts resulting from disk self-subtraction.

Star centering is an important problem in ADI because image rotations or derotations are frequently performed, and one does not always accurately know the star center for coronagraphic or saturated images. The PA of a disk is less sensitive a parameter than the PA of a planet, however, as Lagrange et al. (2012a) showed for the β Pictoris disk and its planetary companion. In the case of HR 4796A (Lagrange et al. 2012b), the disk PA uncertainty due to the imperfect knowledge of the NaCo PSF center reaches 0.2° , which is the same order of magnitude as the uncertainty associated to the PA measurement technique (the maximum regional merit method, as in Buenzli et al. 2010; and in Thalmann et al. 2011). Concerning the the uncertainty on the disk center due to the uncertainty on the PSF center, we also showed in Lagrange et al. (2012a) that it is the same order of magnitude as the uncertainty on the star center, 0.2 px in that case.

Then we investigated the influence of artifacts resulting from the disk self-subtraction on the PA and offset measurement. In Lagrange et al. (2012b), we reduced simulated disk images of HR 4796A in cADI, rADI and LOCI and compared the PA and offset of the reduced disk image to their initial value, as measured with the regional merit method. Two different initial disk models were used, called HR 4796SD and HR 4796blowoutSD, and 77.5° field rotation was used in the simulation. In both cases, the error on the disk PA due to ADI was below 0.1° or 0.1% . The measured bias on the offset of the disk was within the measurement uncertainty of the regional merit method.

We emphasize that some specific configurations might nevertheless bias the PA measurement. We see indeed in Fig. 8

Table 2. Flux loss from two fake planets after ADI reduction. The flux loss is computed by aperture photometry with a radius of $0.75 \times FWHM$. mcADI is a technique introduced and commented on Sect. 6.2.

		$\Delta\theta = 77.5^\circ$				$\Delta\theta = 23^\circ$			
		cADI	mcADI	rADI $N_\delta = 1.5$	rADI $N_\delta = 3$	cADI	mcADI	rADI $N_\delta = 1.5$	rADI $N_\delta = 3$
Planet 1	without disk	0.2%	0.3%	1.4%	0.2%	8.5%	NA	2.7%	2.6%
	with disk	27.1%	4.3%	100%	23.5%	100%	NA	100%	99.7%
Planet 2	without disk	0.1%	0.3%	1.4%	1.2%	3.1%	12.9%	2.7%	0.7%
	with disk	4.4%	1.8%	100%	100%	63.0%	21.1%	45.0%	100%

Table 3. Summary of the disk biases with standard and disk-specific ADI reduction strategies. Flux losses and FWHM changes were measured on data with and without speckle noise respectively, for an initial disk parametrized with $i = 75^\circ$, $\alpha_{\text{in}} = 5$ and $\alpha_{\text{out}} = -2.5$. The rADI and LOCI parameters are $N_\delta = 1.5$, $N_A = 300$, $g = 1$, except for conservative LOCI, which has $N_\delta = 2$, $N_A = 1000$ and $g = 0.5$.

	cADI	mcADI	cADI iter. 1	cADI iter. 2	rADI	LOCI	mLOCI	cons. LOCI	LOCI nnls	dLOCI $\Lambda = 1$	dLOCI $\Lambda = 10$
Flux loss (%)	60.7	21.6	53.4	51.6	69.1	71.8	56.3	53.8	66.7	64.3	49.0
FWHM change (%)	-21.7	-3.3	-0.3	-2.4	-32.7	-24.9	-21.9	-13.6	-31.4	-29.5	-21.2

that rADI reduction with 23° field rotation tends to artificially create a discontinuity between the right and left sides of the ring that can bias the PA measurement if made separately for each side.

5.6. Overestimation of planet detection limits

It is well known that dust surrounding stars is a possible source of confusion with exoplanets (Roberge et al. 2012) and can lead to false-positive detections. Even without detection, the presence of a disk can also lead to an overestimation of planet detection limits.

The detection limits are usually computed by first calculating the flux loss for a fake planet injected in the data and then applying this correction factor to an estimation of the 5σ noise level in the reduced ADI image. Great care should be taken in this case because the region inside the annulus and around it has a negative flux, as demonstrated previously and illustrated in Figs. 8–10. Therefore, any planet located in this region and that has a flux comparable to the disk flux will undergo severe flux losses from the disk itself in addition to its own self-subtraction. The position and amplitude of these negative areas are difficult to predict, therefore planet detection limits can be easily overestimated.

To give a quantitative example of this effect, we used the model of HR 4796A disk and injected two fake faint planets at two critical locations where much flux loss from the disk self-subtraction is expected (see Fig. 18). The planet fluxes were scaled relative to the disk brightness to correspond to a $1.4 M_{\text{Jup}}$ planet according to the evolutionary model of Baraffe et al. (2003), or a flux ratio between the planet and the disk in the ansae of around 1:2. Then ADI reduction was performed in cADI and rADI for two amplitudes of field rotation $\Delta\theta = 77.5^\circ$ and 23° . The rADI parameters are a separation criterion $N_\delta = 1.5 FWHM$, a number of images $N = 20$ and an annulus width $dr = 1.4 FWHM$. No noise was added to the data and we considered a baseline scenario of two planets alone without disk. We compare the results in terms of planet flux loss

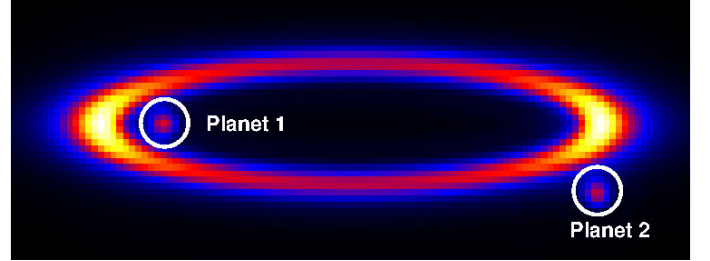


Fig. 18. Position and brightness of the two fake planets relative to the disk model of HR 4796A. The color scale is linear.

in Table 2. The presence of the disk significantly impacts the detectability of both planets because the reference frame captures much flux from the disk at the position of the two planets. Although the planet self-subtraction is always well below 10% even for a small field rotation, the presence of the disk very often leads to a 100% flux loss, meaning that the planet is no longer detectable.

6. Improvements to ADI methods: masking, iterating, and damping techniques

Several ADI techniques more adapted for extended geometries are reviewed in this section. The biases they involve on disk observables are reported in Table 3 and are commented on in the following subsections.

6.1. Iterations

The main challenge of applying ADI on disks is to separate the disk from the star to build reference frames. The very first solution proposed to tackle this problem is an iterating process, applied to reveal the β Pictoris disk from HST/STIS images (Heap et al. 2000). It was reapplied more recently for the disk of HD 207129 on HST/ACS images (Krist et al. 2010). For those

two space-based data sets, only two images at two different roll angles were used. However, one can apply this principle for a sequence of ground-based images taken in pupil-tracking mode. It is described for a single iteration in Lagrange et al. (2012a). A first estimate of the reference PSF image is made by median-combining all images and subtracting them from the images as in cADI. The residual image after derotation and collapse is the first estimate of the disk. In a second step, the contamination of the reference frame by the disk is computed using the estimated disk image of step 1. This contamination is then subtracted from the reference frame of step 1. PSF subtraction, derotation and collapse then yield the residual disk image of step 2. This process is then repeated iteratively. This equals applying sequentially cADI after correcting the reference frame from the residual image of the previous iteration.

Simulations on fake disks show that this process helps indeed to recover part of the disk flux lost by the effect of self-subtraction. More importantly, it can reduce the amplitude of the negative areas in the reduced image if one uses the a priori information that the estimate of the disk image must be positive. However, solutions converge toward a final disk image that is still less extended than the initial disk since information is lost in the areas where negative flux appears after the first guess. This process was applied to two real astrophysics ground-based observations: β Pictoris (Lagrange et al. 2012a) and HR 4796A (Lagrange et al. 2012b). Because the amplitude of field rotation was large, the gain was not significant and convergence was already reached after two iterations.

It was described here for cADI, but it can also be used with rADI, the difference being that there is one reference frame for each image of the data cube.

The typical flux recovery that can be expected for a disk inclined at 75° with $\alpha_{\text{in}} = -2.5$ and $\alpha_{\text{out}} = -5$ with one and two iterations are given in Table 3. It shows that around 10% more flux is preserved after the first two iterations. Close to the star, we emphasize, however, that it also amplifies residual structures that are not part of the disk, such as bright speckles or residuals of Airy rings. Far from the star, this technique turns out to be efficient to preserve the initial disk surface brightness, since the measured FWHM along the semi-major axis is only slightly affected with changes smaller than 3%.

6.2. Masking the disk

One of the drawbacks of iterating techniques is that if a bright speckle is present in the reduced disk image after the first iteration, it will be attributed to the disk extended emission. Therefore, it will stay there in the following iterations. One way to circumvent this difficulty is the following: instead of using the first iteration result as an a priori of the disk emission to subtract its contribution in the reference frame, one can also build an a priori binary mask of the disk and take into account only pixels outside this mask when building the reference frame. This obviously reduces the S/N, especially for very close regions, but the gain in outer regions, e.g. in the ring ansae, can be significant and negative areas are also limited. An example of masking in cADI is shown for HR 4796A in Lagrange et al. (2012b). It shows that the ansae are 10% brighter with masking.

Many aspects make this algorithm particularly attractive for disk reduction:

1. the flux of the disk is well preserved for a well-defined mask (an additional 40% of disk flux is recovered with respect to standard cADI, as shown in Table 3). Moreover, because

negative regions are limited, the risk to overestimate planet detection limits is lower. This is shown in Table 2: for a sufficient amplitude of field rotation, the flux loss is limited to 4.1% for the closest planet (planet 1), whereas it reaches 27.1% in cADI³;

2. the way the images are combined to build the reference frame is deterministic and independent of the noise distribution;
3. all available images are used to build the reference frame, therefore fewer artifacts as in rADI are expected;
4. using a disk binary mask is more relevant than using a separation criterion N_δ since this means adapting the criterion to the spatial extent of the disk. It requires that the disk is not too extended, however.

Masking the disk can also be applied with the LOCI reduction. Taking into account a binary weighting function in the LOCI algorithm is described in Pueyo et al. (2012) for point-source detection. It can be used for extended objects as long as the size of the optimization area after withdrawing masked pixels N_A is still large enough for the inverse problem to be well-conditioned ($N_A \geq N_R$, where N_R is the number of available reference images). As displayed in Table 3, the biases on disk observables have similar orders of magnitude as for a standard LOCI algorithm when conservative parameters are used ($N_\delta = 2$, $N_A = 1000$ and $g = 0.5$).

6.3. Damped LOCI

Damped LOCI is an algorithm that forces the coefficients used to construct the reference frame to be positive (referred to as LOCI nls in Table 3 for non-negative least squares) and uses a modified cost function with respect to standard LOCI to compute them (Pueyo et al. 2012). It seeks to minimize the residual flux in the optimization region while maximizing the flux in the subtraction region. The maximization constraint is set by introducing an additional penalty term in the cost function. The relative importance of this term depends on the Lagrangian multiplier factor Λ . Therefore the final reduced image will be a trade-off between minimization of the speckle noise and preservation of the disk flux. It has only been applied to point-like sources so far and we propose to investigate its effect on extended objects.

Figure 19 shows that the constraint on the positivity of the LOCI coefficients has a strong effect on the preservation of the disk, with an 8% gain on the recovered disk flux. It also performs better than mLOCI. The impact of increasing the damping coefficient from 0 to 1 on the recovered disk flux is linear but relatively small (3% additional gain). An additional increase in Λ up to 10 enables one to gain even more flux at the expense of the speckle noise attenuation. On the measured FWHM, changes induced by dLOCI with $\Lambda \leq 3$ are slightly higher than for standard LOCI and reach the same level as cADI for $\Lambda = 10$. A qualitative comparison of disks reduced with standard LOCI, mLOCI and dLOCI for $\Lambda = 1$ and $\Lambda = 10$ is provided in Fig. 20. As explained, this shows that more disk flux is preserved in mLOCI and dLOCI. However, we also clearly see that speckles pinned on the diffraction rings are less well subtracted in those cases.

³ We can also notice that flux losses are slightly higher in mcADI than in cADI without disk (0.3% vs. 0.2% for planet 1 and 0.3% vs. 0.1% for planet 2). This is because when masking is applied, there are fewer frames available for the reference frame construction. Therefore, the relative number of frames with a small amplitude of field rotation is higher in mcADI than in cADI.

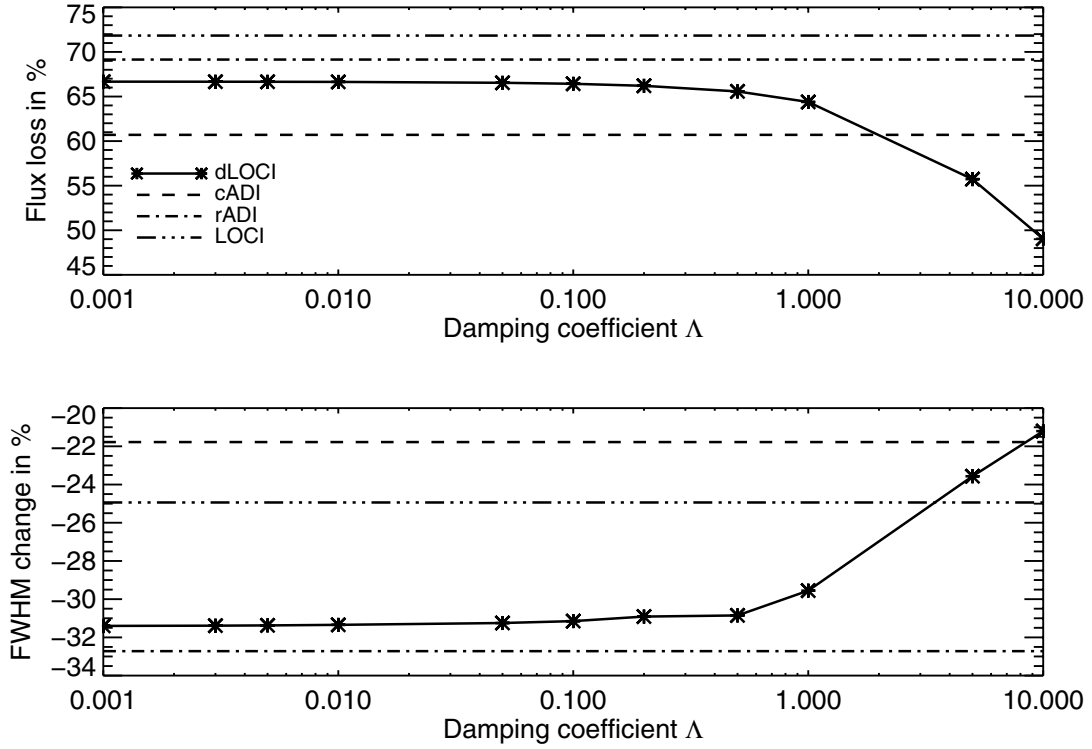


Fig. 19. Impact of the damping coefficient Λ on the disk observables. The value of the parameters N_δ , g and N_A are kept constant to 1.0, 1.0 and 300, respectively. The flux change in cADI, rADI and standard LOCI is displayed for reference, the x -axis is on a logarithmic scale.

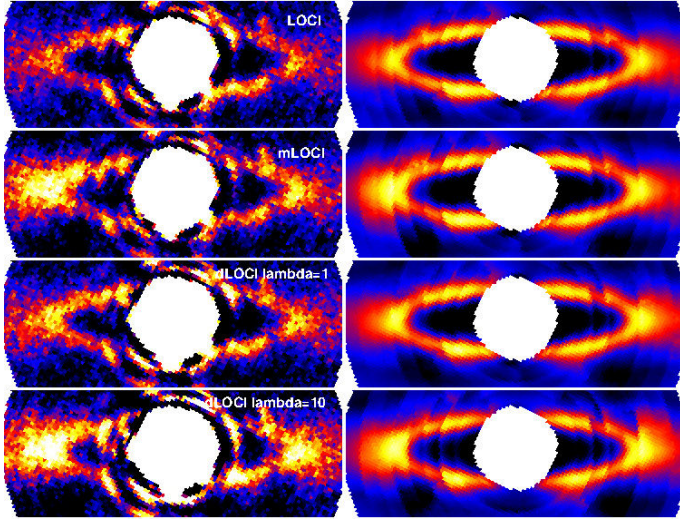


Fig. 20. *Left:* comparison between standard, masked and damped LOCI ($\Lambda = 1$ and $\Lambda = 10$) for the same $N_\delta = 1.5$, $g = 1$ and $N_A = 300$ on a disk parametrized by $\alpha_{\text{in}} = 5$, $\alpha_{\text{out}} = -2.5$ and $i = 75^\circ$. *Right:* corresponding disks after applying the same LOCI coefficients to a data cube containing only the fake disk (without noise).

Bright blobs described in Sect. 4.1.1 appear in the two ansae for high damping coefficient (dLOCI, $\Lambda = 10$) or in mLOCI.

7. Conclusions

We discussed the effects of ADI applied to extended circumstellar disks. A theoretical study demonstrated that the field of application of this imaging technique depends on two

parameters: the available amplitude of field rotation and the geometrical extension of the object in azimuth. This analysis gives a clear indication of the required amplitude of field rotation to reduce a given disk depending on its morphology, and conversely it gives an indication of the disk minimum inclination for a given field rotation. With reasonable observing time, objects inclined less than 50° are out of the scope of ADI. For all others, self-subtraction is a problem that observers must bear in mind when reducing the data. It affects the whole geometry of the disk by reducing the total disk flux, but also introduces local effects difficult to distinguish from speckle noise patterns. A typical effect already observed for some circumstellar disks reduced with ADI is the enhancement of the ansae for an inclined ring morphology, creating bright blobs along the disk major axis that can be easily misinterpreted. Brightness asymmetries from non-uniform parallactic angle evolution are other striking effects that arise from ADI, especially rADI, in which a limited number of images is used to build the reference frames.

Measurable astrophysical quantities used to characterize disks such as inner/outer slopes of the SBD or ring FWHM are biased and their estimation must be calibrated. We here provided an insight into how these parameters are affected, depending on the initial disk morphology and the reduction parameters.

To evaluate the efficiency of the explored ADI algorithms applied on disks, two key points must be considered: the amount of disk self-subtraction and how well the residual speckles are attenuated. For the first point, masking as used in mcADI is our preferred data reduction strategy, since it replaces the classical separation criterion N_δ appropriate for point sources with a binary mask adapted to the expected extension of the object, to efficiently limit self-subtraction. The second point is better addressed with optimization algorithms such as LOCI, but flux losses are much more severe. Our study shows that using larger

optimization areas, with an azimuthal extent greater than the radial extent, helps to preserve the disk flux. More importantly, constraining the LOCI coefficients to be positive proves to be very effective in this goal.

Acknowledgements. We would like to thank J-C Augereau for letting us use the GRaTer code to simulate fake disk images.

References

- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., & Paufique, J. 1997, *A&AS*, 125, 175
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, *A&A*, 524, L1
- Currie, T., Rodigas, T. J., Debes, J., et al. 2012, *ApJ*, 757, 28
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *ApJ*, 636, L153
- Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ*, 539, 435
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Bryden, G., et al. 2010, *AJ*, 140, 1051
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
- Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, *A&A*, in press, DOI: 10.1051/0004-6361/201219187
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005, in *SPIE Conf. Ser.* 5903, eds. R. K. Tyson, & M. Lloyd-Hart, 170
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Muto, T., Grady, C. A., Hashimoto, J., et al. 2012, *ApJ*, 748, L22
- Pueyo, L., Crepp, J. R., Vasisht, G., et al. 2012, *ApJS*, 199, 6
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, submitted
- Roberge, A., Chen, C. H., Millan-Gabet, R., et al. 2012, *PASP*, in press [arXiv: 1204.0025]
- Schneider, G. & Silverstone, M. 2003, in *Hubble's Science Legacy: Future Optical/Ultraviolet Astronomy from Space*, eds. K. R. Sembach, J. C. Blades, G. D. Illingworth, & R. C. Kennicutt Jr., *ASP Conf. Ser.*, 291, 69
- Thalmann, C., Grady, C. A., Goto, M., et al. 2010, *ApJ*, 718, L87
- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6

Appendix A: Deriving the flux loss criteria in cADI

We derive the expression of the residual flux given in Eq. (1), which is valid for a disk seen edge-on, with an intensity vertical profile parametrized by the expression $I(z) = e^{-(\frac{z}{h})^\gamma}$. Such a disk is plotted in Fig. A.1. The vertical scale height h is in this case, constant with the radius, but the following derivation still holds if h varies with the separation to the star, for example if there is a flaring characterized by a flaring index β such that $h = h(x) = (\frac{x}{x_0})^\beta$. Similarly, the intensity in the disk mid-plane ($z = 0$) is constant here and equal to 1, but the derivation still holds if the intensity varies with the separation x .

We consider a point A located at a separation x and a height z . It makes an angle $i = \arctan(\frac{z}{x})$ with the disk mid-plane. The vertical profile at this separation as a function of i is

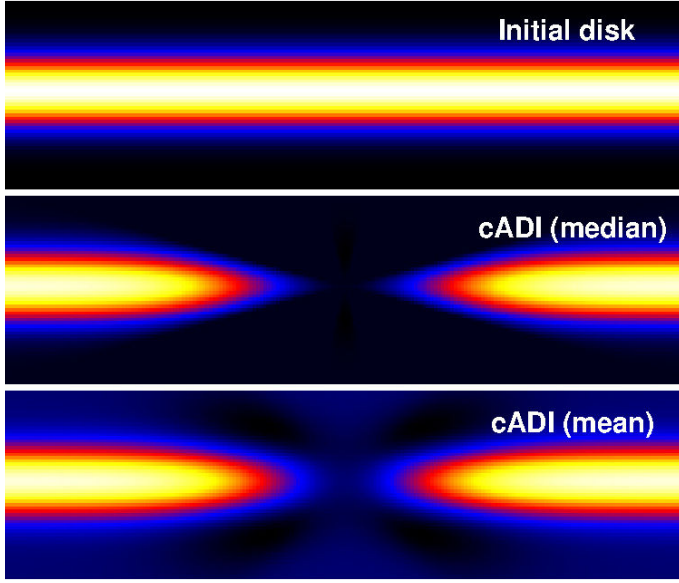


Fig. A.1. Theoretical edge-on disk.

displayed in Fig. A.3. The two blue arrows represent the amplitude of field rotation $\Delta\theta/2$ on each side of A. In cADI, the flux of the reference frame at the position of A is equal to the median of the curve between $i - \Delta\theta/2$ and $i + \Delta\theta/2$, sampled according to the parallactic angle distribution. We assumed that this sampling is uniformly distributed. To compute the median, we divide this range into four regions, according to the values of the intensity:

- region 1, of length $2i$, the farthest on the right characterized by the lowest intensity values;
- regions 2 and 3, symmetrical about the mid-plane, of length $\Delta\theta/2 - 2i$;
- region 4, of length $2i$ centered on the mid-plane and consisting of the highest intensity values.

This decomposition into four regions of increasing intensity allows us to directly conclude that the median over the four regions is also equal to the median over region 2 only, which is equal to the intensity at point B for $\Delta\theta/4$.

The disk flux f after subtraction of the reference frame can then be expressed as

$$\begin{aligned} f &= \frac{I(r, i) - I(r, \Delta\theta/4)}{I(r, i)} \\ &= \frac{\exp\left(-\left(\frac{i}{\Delta\alpha}\right)^\gamma\right) - \exp\left(-\left(\frac{\Delta\theta/4}{\Delta\alpha}\right)^\gamma\right)}{\exp\left(-\left(\frac{i}{\Delta\alpha}\right)^\gamma\right)} \\ &= 1 - \exp\left(-\frac{(\Delta\theta/4)^\gamma - i^\gamma}{\Delta\alpha^\gamma}\right) \\ &= 1 - e^{-\kappa_c}. \end{aligned}$$

An experimental verification of this law was performed and is shown in Fig. A.3. The disk flux f in the mid-plane ($i = 0$) after cADI reduction, expressed in percentage for various disks and field rotations, is plotted against the criterion κ_c . All curves match well, which confirms the derived theoretical expression. A similar graph can be made for different vertical profiles instead of mid-plane profiles.

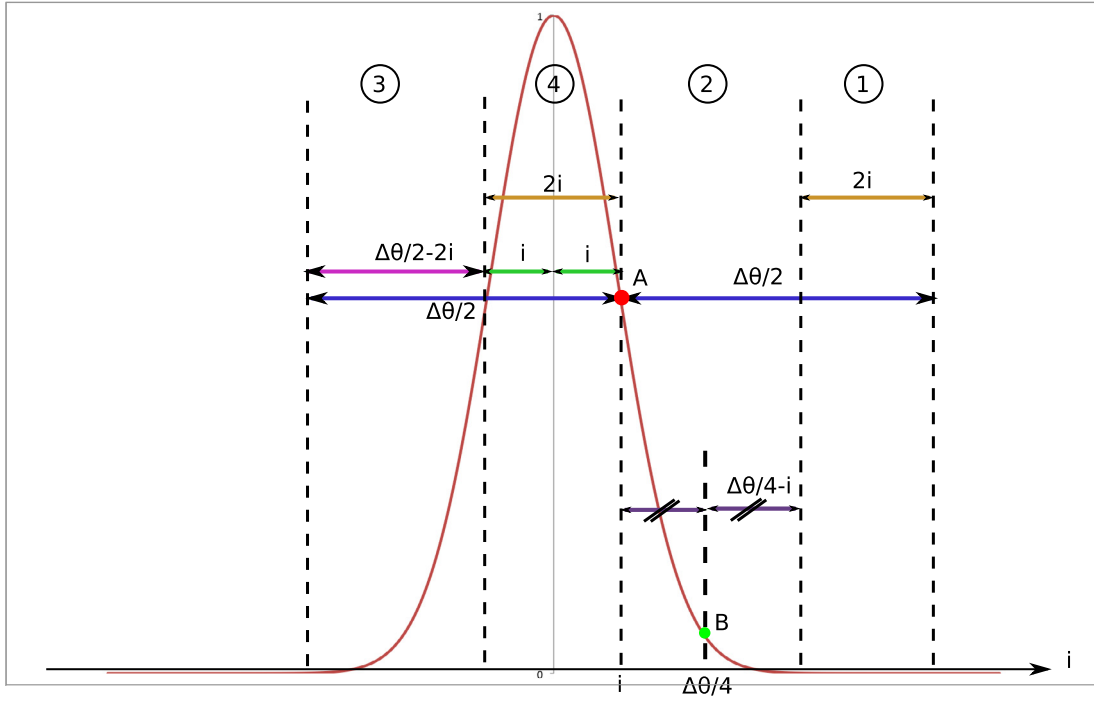


Fig. A.2. Intensity vertical profile against the angular height i .

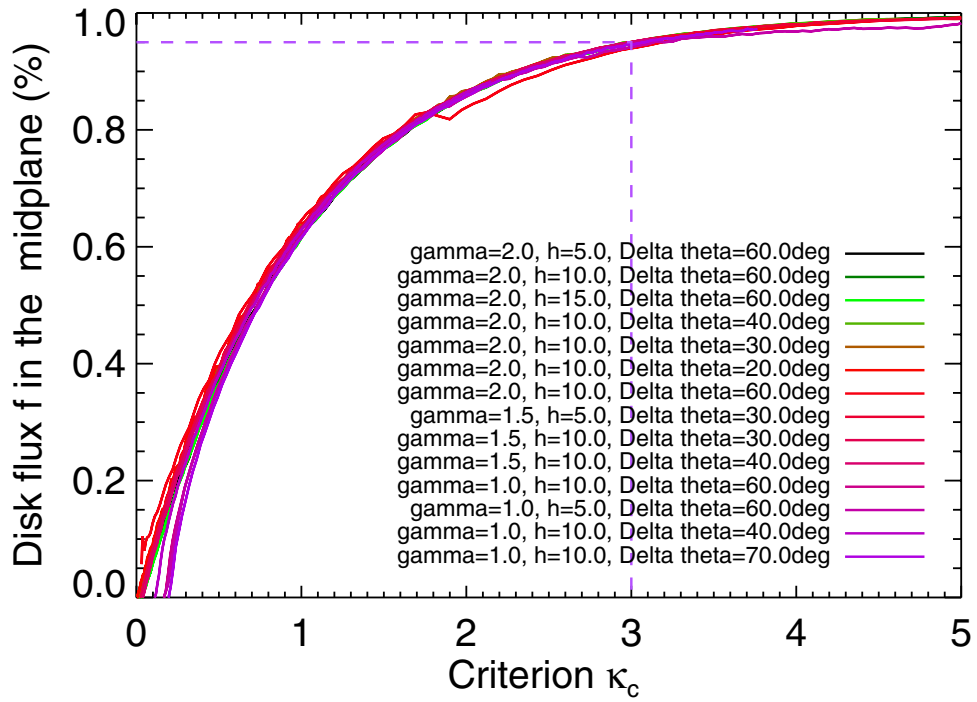


Fig. A.3. Experimental verification of Eq. (1) on simulated disks (with different values of the vertical exponent γ and the vertical height h) for various field rotations $\Delta\theta$. For $\kappa_c = 3$, 95% of the disk flux f is preserved.

Cet article est essentiellement théorique et j'illustrerai plus amplement les performances de ces algorithmes sur des exemples astrophysiques dans la section 3. J'aimerais néanmoins à ce stade faire un lien avec la section 2.2.4 sur la soustraction de référence sur l'exemple du disque de HD 142527 évoqué dans l'article. Cette étoile est une étoile de Herbig autour de laquelle un disque protoplanétaire massif a été détecté en infrarouge moyen (Fujiwara et al. 2006). Le disque présente une structure complexe et est vu sous une inclinaison proche de 0° , ce qui en fait une cible difficile en ADI. Des observations avec NaCo en bande L' et en pupille stabilisée ont été menées en 2011 et j'ai pu être impliqué dans la réduction des données pour mettre en application les techniques de masquage évoquées dans l'article. Une étoile de référence a également été observée ce qui a permis de comparer l'ADI à la soustraction de référence. Trois exemples de réduction sont présentés en Figure 2.26. L'essentiel des structures à symétrie radiale est perdu dans les réductions basées sur l'ADI. Les structures observées en ADI sont pour la plupart fausses, notamment l'alternance entre zones positives et négatives et les interruptions dans les bras spiraux qui n'apparaissent pas dans l'image réduite par soustraction de référence et peuvent même laisser croire à des objets ponctuels entre les bras spiraux. Il faut donc être très critique et garder beaucoup de recul vis-à-vis de l'ADI appliqué à des disques étendus azimuthalement.

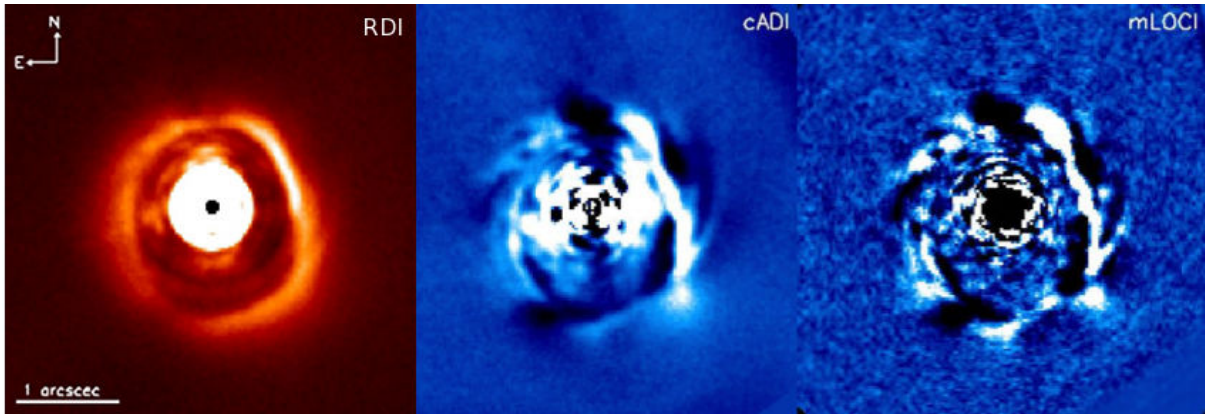


FIGURE 2.26 – Comparaisons entre trois réductions du disque HD 142527 par Rameau et al. (2012) : la soustraction de référence, le cADI et mLOCI.

2.3.3 L'impact de la technique d'analyse en composantes principales sur les propriétés des disques

L'analyse en composantes principales pour l'ADI a été développée ultérieurement à l'analyse des biais de l'ADI exposée dans la section précédente. J'ai donc également mené un travail de caractérisation des effets de cet algorithme spécifique, comme celui réalisé pour les autres techniques (e.g. cADI, sADI, rADI, LOCI). Je reprends ici les disques synthétiques présentés dans l'article de la section 2.3.2. Ce sont des anneaux inclinés paramétrés par $(\alpha_{in}, \alpha_{out}, i)$. De manière encore plus marquée que pour des objets ponctuels, mon expérience montre que travailler sur plusieurs régions qui découpent le disque n'est pas intéressant pour deux raisons. D'une part la perte de flux plus importante dans le cas de petites régions ne contrebalance pas le gain apporté par la diminution plus forte du bruit. D'autre part, la transition entre deux régions est couramment visible dans l'image réduite d'un objet étendu, car le SNR varie selon les régions. Cette transition peut être gênante dans le cas d'un disque lorsque l'on cherche à mesurer certains paramètres comme la distribution de brillance de surface, ou Surface Brightness

Distribution (SBD). J'ai donc considéré pour cette étude une région \mathcal{S} qui englobe l'ensemble du disque synthétique, entre 4 et $18\lambda/d$.

Le cas de référence considéré est un disque paramétré par $\alpha_{in} = 5$ et $\alpha_{in} = -2.5$, observé sous 6 inclinaisons différentes de 60° à 85° . L'analyse en composantes principales présente la même particularité que l'algorithme LOCI dans le sens où le résultat et les biais générés sur le disque dépendent de la structure du bruit présent dans les images. En d'autres termes, l'effet de la réduction n'est pas purement géométrique comme c'est le cas en cADI pour lequel on peut prévoir les biais connaissant uniquement l'amplitude de rotation de champ et la morphologie du disque. J'ai donc développé comme pour LOCI un algorithme permettant d'utiliser les facteurs principaux calculés sur le cube réel d'images en présence de bruit et de les appliquer au cube contenant les image synthétiques du disque. Les résultats pour quelques valeurs de K_{klip} sont illustrés en Figure 2.27, analogue de la Figure 11 de l'article précédent. Un exemple réel de prédictions des pertes de flux basé sur cet algorithme est présenté en section 3.1.3. Cet algorithme laisse lui aussi apparaître une structure radiale dans les anses du disque qui peut facilement être interprété à tort.

J'ai quantifié les effets de l'analyse en composantes principales selon l'inclinaison du disque et la valeur de K_{klip} sur les trois observables déjà identifiées dans l'article : la perte de flux totale du disque (Figure 2.28), la variation de la largeur à mi-hauteur de l'anneau (Figure 2.28) et la variation de la pente de brillance (Figure 2.30). En terme de pertes de flux, les résultats montrent que l'analyse en composantes principales génère de fortes pertes de flux à hautes valeurs de K_{klip} comme observé visuellement sur les images, mais celles-ci sont meilleures qu'un simple cADI si l'on se restreint à soustraire une seule composante principale. Le comportement est plus chaotique concernant la largeur à mi-hauteur pour laquelle on peut avoir des biais plus faibles à plus hautes valeurs de K_{klip} pour certaines inclinaisons. Les résultats sont les plus différents de l'algorithme de référence cADI concernant la pente de la SBD qui atteint des valeurs 4 à 5 fois plus fortes qu'initialement dès des valeurs de $K_{\text{klip}} \geq 4$. Dans l'ensemble il est intéressant de noter que la valeur $K_{\text{klip}} = 2$ est celle pour laquelle les biais sont les plus proches du cADI et les plus faibles concernant la SBD et la largeur à mi-hauteur. C'est aussi pour ce paramètre que l'œil considère comme le meilleur SNR du disque. Cette conclusion va dans le sens des réductions que j'ai menées sur les disques, des faibles valeurs de K_{klip} entre 1 et 3 sur de larges zones donnent la meilleure soustraction de l'étoile sans perdre trop du flux du disque.

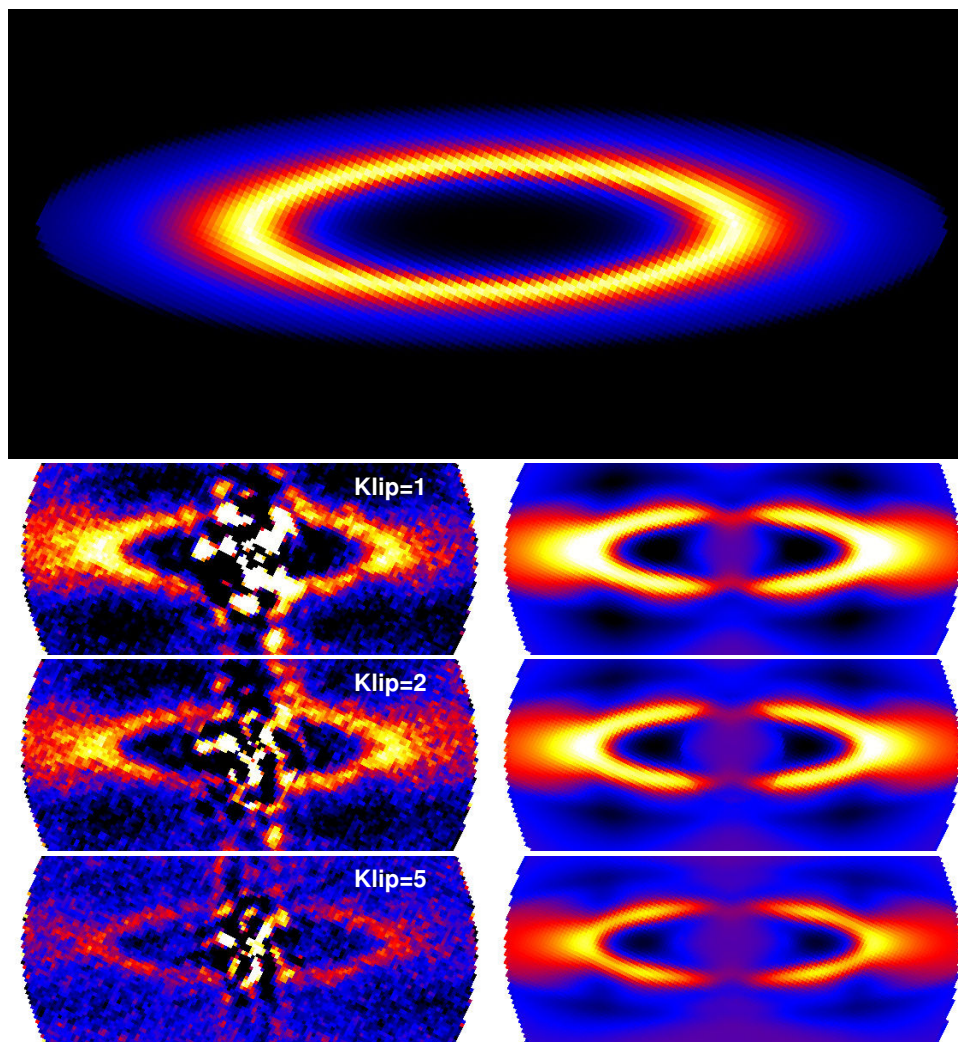


FIGURE 2.27 – Effets de l’analyse en composantes principales sur un anneau incliné à 75° , paramétré par $\alpha_{in} = 5$ et $\alpha_{in} = -2.5$. La première image correspond au disque initial non convolué. Les images du dessous correspondent au disque réduit pour différentes valeurs de K_{klip} , avec bruit à gauche (disque injecté à 10σ dans les données), ou sans bruit à droite pour montrer l’effet de l’algorithme.

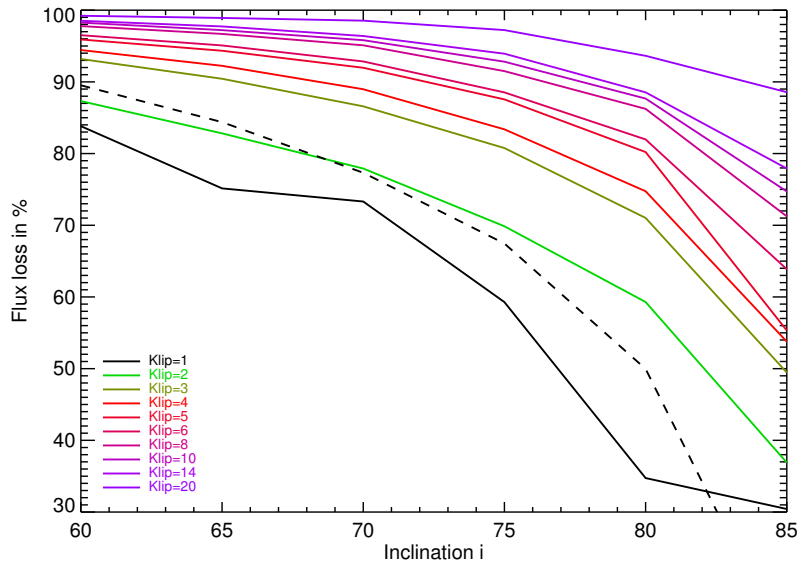


FIGURE 2.28 – Pertes de flux liées à l’analyse en composantes principales pour un disque paramétré par $\alpha_{in} = 5$, $\alpha_{out} = -2.5$ vu sous différentes inclinaisons i . La courbe en pointillés indique la perte de flux obtenue avec l’algorithme cADI, indiquée pour référence.

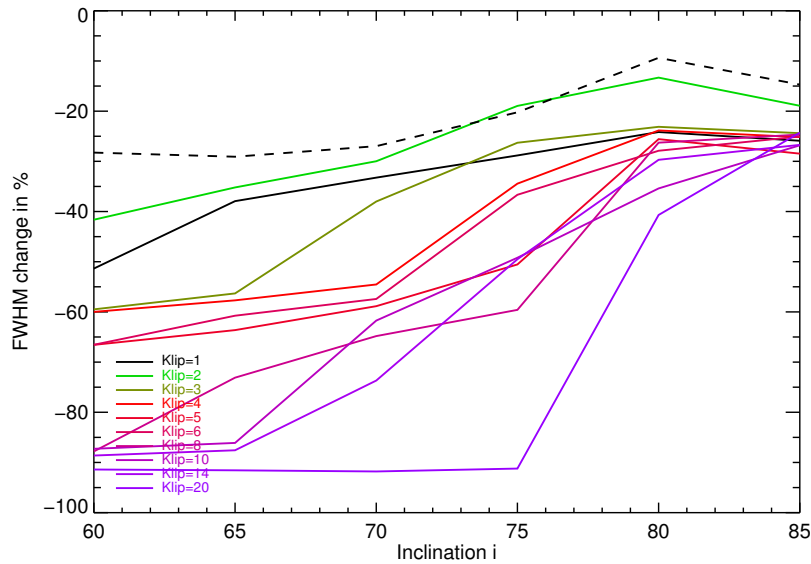


FIGURE 2.29 – Variations de la largeur à mi-hauteur de l’anneau liées à l’analyse en composantes principales pour un disque paramétré par $\alpha_{in} = 5$, $\alpha_{out} = -2.5$ vu sous différentes inclinaisons i . La courbe en pointillés indique la variation obtenue avec l’algorithme cADI, indiquée pour référence.

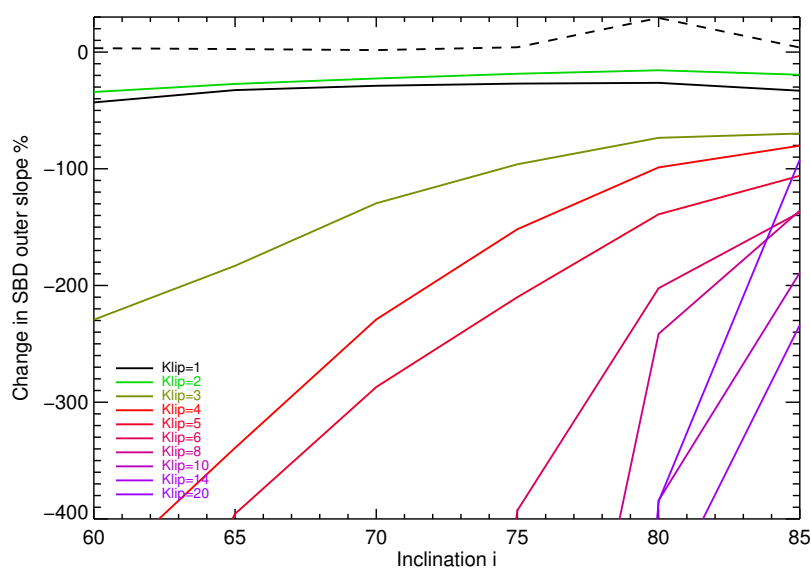


FIGURE 2.30 — Variations de la pente externe de brillance à l'analyse en composantes principales pour un disque paramétré par $\alpha_{in} = 5$, $\alpha_{out} = -2.5$ vu sous différentes inclinaisons i . La courbe en pointillés indique la variation obtenue avec l'algorithme cADI, indiquée pour référence.

2.4 La polarisation, une méthode efficace de haut-contraste

Nous avons montré précédemment l'avantage intrinsèque des techniques d'imagerie différentielle instantanée pour une soustraction efficace des tavelures qui se décorrélaient sur des échelles de temps très courtes. La polarisation est l'une d'entre elles, grâce à la mesure simultanée de deux images dans des états de polarisation différents. C'est une stratégie d'observation très efficace pour atteindre la haut contraste des objets étendus et complémentaire à l'ADI en permettant de sonder des régions angulairement plus proches de l'étoile. C'est également un outil de diagnostic très utile pour la caractérisation des disques circumstellaires. C'est la raison pour laquelle l'essentiel des instruments de haut contraste sont dotés de capacités d'analyse polarimétrique de la lumière, à l'instar des instruments High-Contrast Coronagraphic Imager for Adaptive Optics (HiCIAO) sur le télescope Subaru, Lyot Project (Oppenheimer et al. 2003), Extreme Polarimeter (ExPo), HST/Advanced Camera for Surveys (ACS) et évidemment NaCo, GPI et SPHERE. Dans le cas particulier de NaCo, ce mode a néanmoins été peu documenté et peu utilisé au début. Il se pose en effet des contraintes intrinsèques liées au champ de vue réduit⁵ et au faible SNR obtenu sur des objets déjà faiblement lumineux en lumière non polarisée. Mais la raison essentielle est sans doute que la polarisation demande une bonne compréhension instrumentale, par exemple de la polarisation instrumentale et des aberrations différentielles entre les canaux polarimétriques, renforçant ainsi l'attrait de son étude dans le cadre de cette thèse. J'ai été PI d'une demande de temps sur NaCo en mode polarimétrique visant à caractériser le disque de débris autour de HR 4796. Ces observations réalisées en avril et mai 2013 m'ont permis d'une part de développer mes compétences dans le domaine de la réduction des données en polarimétrie et d'analyser les performances de NaCo, et d'autre part d'apporter de nouvelles contraintes sur le disque de débris autour de l'étoile HR 4796.

Les principes généraux de la réduction de données polarimétriques ont été présentés en section 1.5.2. En pratique, la correction de la polarisation instrumentale (section 2.4.1) est une étape nécessaire et cruciale dont dépendent les performances en haut contraste (section 2.4.2).

2.4.1 La correction de la polarisation instrumentale

La polarisation instrumentale est le terme générique utilisé pour les erreurs affectant les mesures polarimétriques qui sont introduites par l'instrument de mesure. Dans le cas de NaCo et SPHERE qui permettent la mesure de la polarisation linéaire, ces erreurs peuvent affecter le degré de polarisation ou l'angle de polarisation. Nous nous attacherons ici à décrire la polarisation instrumentale de NaCo et les techniques développées pour l'évaluer et la minimiser.

L'instrument NaCo étant situé au foyer Nasmyth du VLT en aval du miroir M3 incliné à 45°, et étant composé lui même de nombreuses pièces optiques, la polarisation instrumentale est significative et il est nécessaire de la corriger pour obtenir des performances optimales en contraste d'une part et mesurer avec justesse les niveaux de polarisation linéaire d'autre part. Dans une mesure polarimétrique, toute modification affectant le champ électrique, en particulier les composantes du vecteur de Stokes, avant l'analyseur polarimétrique est susceptible d'introduire une polarisation instrumentale.

En aval de l'analyseur (c'est-à-dire dans CONICA, voir Figure 2.31), seule importe l'intensité totale et la connaissance de la transmission est donc suffisante pour caractériser l'erreur introduite sur la mesure par les pièces optiques en aval. Pour NaCo, l'analyseur est constitué d'une lame demi-onde suivie d'un prisme de Wollaston (voir Figure 2.31). Nous avons déjà montré en section 1.5.2 que la technique de double mesure en tournant

5. en raison de la présence d'un masque en amont du prisme de Wollaston qui évite la superposition des 2 faisceaux

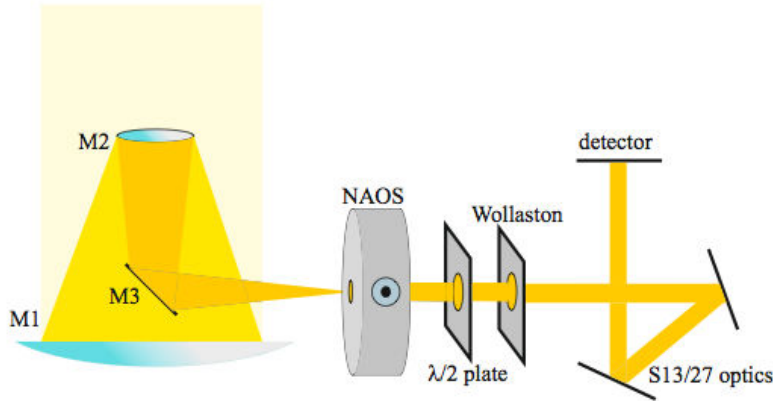


FIGURE 2.31 – Schéma du mode polarimétrique de NaCo [Witzel et al. \(2011\)](#), indiquant la position de l'analyseur et du polariseur dans le train optique.

la lame demi-onde de 45° permet de s'affranchir des différences de transmission entre les deux faisceaux.

Cette technique a un double intérêt car elle permet également de s'affranchir des défauts de l'analyseur. Parmi eux, signalons par exemple un retard de la lame demi-onde qui s'écarte faiblement de la valeur théorique d'une demi-période à la longueur d'onde utilisée, un décalage de la lame demi-onde entre deux mesures séparées théoriquement de 45° ou un écart entre les deux axes d'analyse du prisme de Wollaston (90° idéalement). [Bagnulo et al. \(2009\)](#) discutent de manière approfondie des conséquences de ces trois défauts potentiels de l'analyseur. Ces auteurs démontrent, développements limités à l'appui, que la technique du double ratio est insensible au premier ordre à de faibles écarts à un analyseur idéal. De plus, ils parviennent à la même conclusion pour une technique alternative au double ratio appelée la double différence⁶.

En aval de la lame demi-onde les pièces optiques introduisent également des effets instrumentaux qu'il convient de corriger.

- La correction la plus importante constitue la correction du zéro polarimétrique, en anglais *polarimetric zero point*. Cette correction est effectuée en mesurant la polarisation sur une source non polarisée et permet ainsi de compenser la polarisation introduite par l'instrument. En pratique on effectue une renormalisation des deux canaux de façon à équilibrer le flux de chacun des canaux. En effet en l'absence de polarisation, on s'attend à un signal de même flux pour I_{\parallel} et I_{\perp} . En pratique des écarts de l'ordre de plusieurs pourcents sont notés entre les deux canaux, comme illustrés sur la Figure 2.32. On constate sur cet exemple que pour la mesure du paramètre de Stokes Q (courbes bleues et rouges correspondant à une lame demi-onde en position 0° et 45°), le rapport de flux entre les deux canaux s'écarte entre 2 et 3% de l'unité. Cela indique une polarisation instrumentale de l'ordre de 2 à 3% affectant la mesure du Stokes Q. La Figure 2.32 indique également que la polarisation instrumentale évolue avec le temps, en raison des rotations des pièces optiques du télescope et de l'instrument, d'où l'intérêt de la mesurer et la corriger en temps réel (voir section 3.2.3 pour un exemple d'implémentation).

6. Mon expérience de ces deux techniques sur un jeu de données NaCo montre de meilleurs résultats en contraste avec le double ratio. Néanmoins une analyse théorique de ces deux méthodes de calcul indique qu'il est nécessaire de conserver la normalisation par la plage de lumière uniforme pour s'affranchir des différences de transmission dans les deux canaux polarimétriques en cas d'utilisation de la double différence, ce que je n'avais pas réalisé. [Canovas et al. \(2011\)](#) démontrent les meilleures performances de la double différence pour des observations réalisées avec ExPo alors que [Quanz et al. \(2011\)](#) donne un avantage au double ratio pour les observations réalisées avec NaCo.

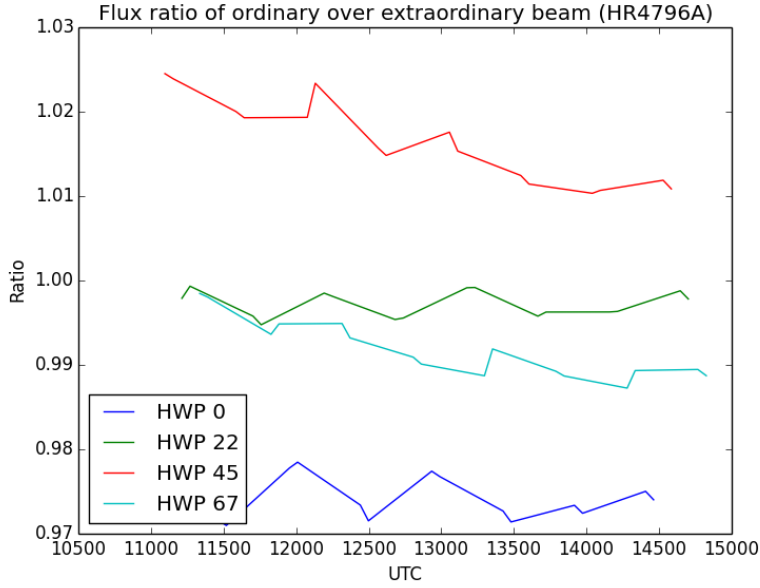


FIGURE 2.32 – Rapports de flux entre les deux canaux polarimétriques I_{\parallel} et I_{\perp} pour des observations de l'étoile HR 4796 pour des mesures effectuées avec différentes orientations de la lame demi-onde (abrégée ici HWP)

- L'instrument peut induire également une perte de polarisation : un signal totalement polarisé n'est mesuré que partiellement polarisé. C'est l'efficacité polarimétrique. Il est possible de la mesurer sur des sources polarimétriques standards, comme cela est décrit par [Witzel et al. \(2011\)](#), à condition que ces mesures soient faites dans les mêmes conditions. Un standard polarimétrique est une étoile dont le vecteur de polarisation linéaire est bien connu, permettant ainsi de calibrer de déterminer l'efficacité polarimétrique associée à la mesure des paramètres de Stokes U et Q, que l'on notera e_U et e_Q . En terme physique, cet effet peut être dû à une dépolarisation instrumentale ou bien à un crosstalk entre les composantes de Stokes. Par exemple si une part de la polarisation linéaire contenue dans le Stokes Q ou U est convertie en polarisation linéaire (Stokes V), cette information est perdue car NaCo ne permet pas la mesure de la polarisation linéaire. Une caractérisation de la polarisation instrumentale dans la bande Ks a été réalisée par [Witzel et al. \(2011\)](#) et permet de quantifier ces effets pour le télescope, NAOS ou CONICA. Ces auteurs ont montré que le miroir tertiaire M3 est responsable principalement d'un crosstalk entre les paramètres de Stokes I et Q/U de l'ordre de 1% de l'intensité totale et entre le Stokes Q/U et V de l'ordre de 7%. Ces valeurs dépendent de l'angle parallactique. Pour un angle parallactique de 0° (passage au méridien), la matrice de Mueller associée au miroir M3 vaut par exemple :

$$M_{M3} = \begin{pmatrix} 0.972 & 0.009 & 0 & 0 \\ 0.009 & 0.972 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.969 & -0.067 \\ 0 & 0 & 0.067 & -0.969 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

En pratique ces observations demandent du temps de télescope supplémentaire et ne sont donc pas effectuées systématiquement en imagerie à haut contraste. Je n'ai dans mon cas pas demandé de telles observations pour la demande de temps sur HR 4796. Dans ce cas, on propage simplement une incertitude sur l'intensité du flux polarisé. Dans le cas d'un objet avec une structure connue, on peut estimer l'efficacité polarimétrique de façon à ne pas être limité par cette source d'incertitude mais plutôt par les résidus de soustraction du halo stellaire. C'est ce que j'ai fait dans le cas de

HR 4796, et je le détaille en annexe A.

- A ce stade, les corrections décrites permettent de compenser les effets instrumentaux qui modifient l’amplitude du flux polarisé mesuré. Si les observations nécessitent une mesure de l’angle de polarisation, il est également nécessaire de tenir compte d’une possible erreur de l’angle de polarisation, introduite par exemple, par un défaut d’alignement de la lame demi-onde. Comme pour l’efficacité de polarisation, cette calibration requiert l’observation d’une étoile standard polarisée mais une estimation peut être réalisée si l’objet d’étude contient un signal structure, comme détaillé en annexe A.

2.4.2 Les performances du mode polarimétrique de NaCo

Pour illustrer les performances de contraste obtenues avec NaCo, je présente ici les performances obtenues sur un jeu de données de l’étoile HR 4796 en bande Ks enregistrées le 17 mai 2013 (le log est présenté en section 3.2.3). Elles correspondent à un temps d’intégration de 3min 50s par paramètre de Stokes, sous de bonnes conditions atmosphériques (seeing de 0.8'' et temps de cohérence de 8ms).

Pour distinguer les gains apportés en terme de contraste par la technique de modulation de la lame demi-onde, j’ai appliqué ici la technique de la double différence plutôt que le double ratio, permettant d’isoler le résultat intermédiaire $+Q$ ou $-Q$ appelée simple différence. Les résultats en contraste sur Stokes Q et U sont donnés dans les Figures 2.33 et 2.34. Ces courbes de contraste ont été normalisées par le maximum de la FEP comme c’est la pratique courante en instrumentation, pour une traduction en terme de contraste sur des objets étendus, on se réfèrera à la section 3.2.3. On atteint un contraste à 1σ de 10^{-5} à $1''$ sur la simple différence, performance bien supérieure aux résultats atteignables avec l’ADI. On remarque un gain important d’un facteur 10 obtenu grâce à la soustraction polarimétrique, suivi d’un gain d’un facteur 3.8 (évalué en moyenne entre 0.4'' et 0.8'' obtenu par la double différence, illustré par la Figure 2.35). Le premier terme illustre l’ampleur des aberrations de phase dans la voie commune aux deux canaux polarimétriques alors que le second terme qualifie les aberrations différentielles entre les deux voies. Ces performances obtenues avec NaCo seront comparées aux premiers résultats sur le ciel de SPHERE.

Armé de ces techniques de réduction et connaissances du comportement instrumental de NaCo, il est temps à présent de les exploiter afin faire progresser notre compréhension des disques de débris. C’est l’objet du prochain chapitre.

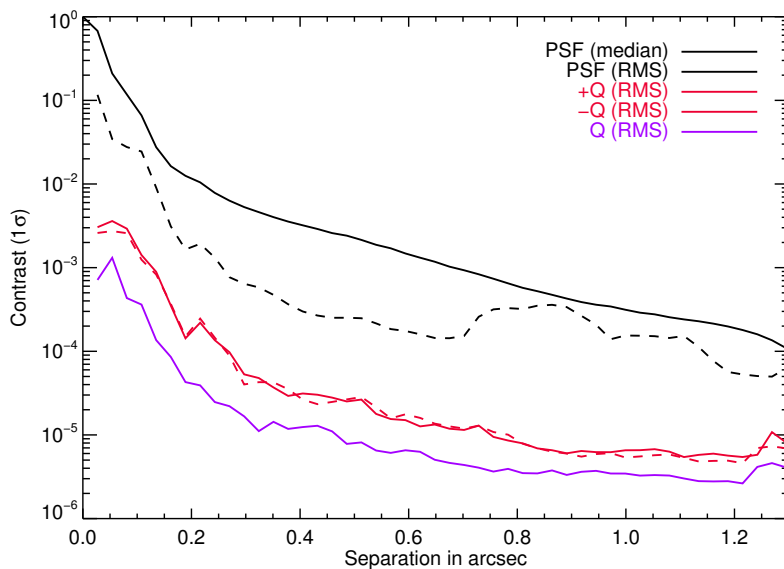


FIGURE 2.33 – *Contraste obtenu avec NaCo sur une séquence d’images pour la mesure de Stokes Q.*

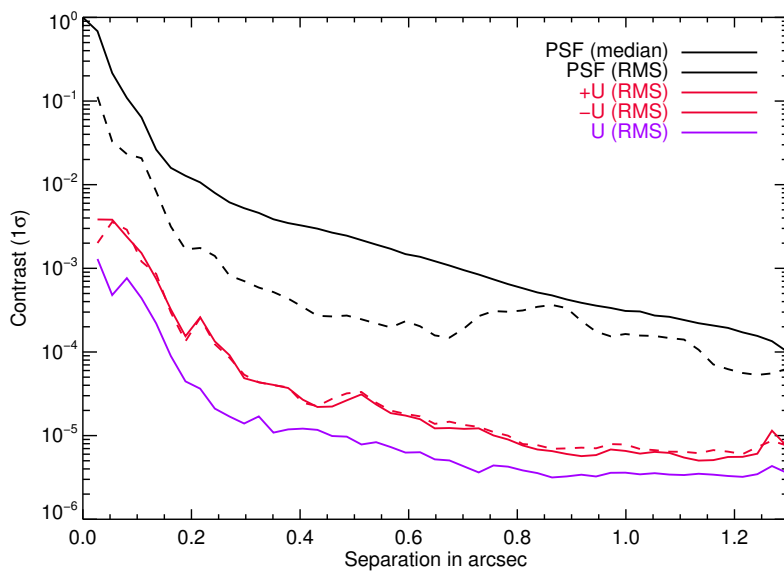


FIGURE 2.34 – *Contraste obtenu avec NaCo sur une séquence d’images pour la mesure de Stokes U.*

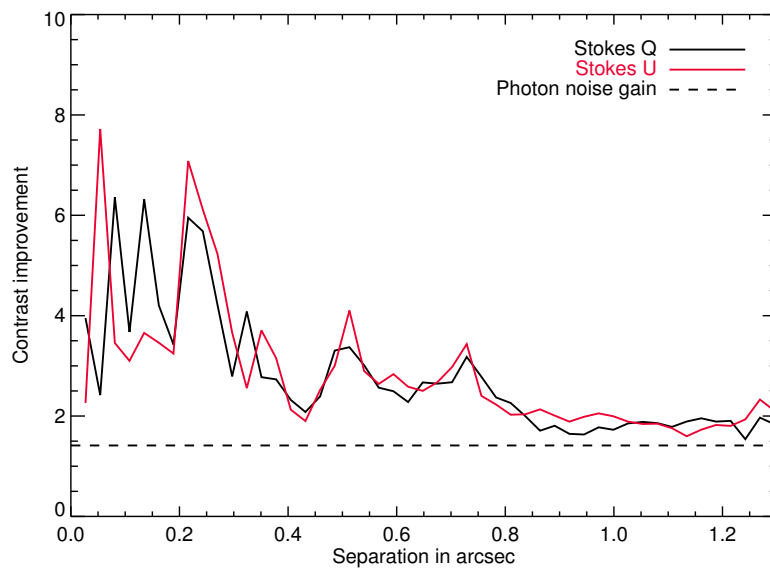


FIGURE 2.35 — *Gain en contraste obtenu en réalisant la double différence permettant ainsi de corriger des aberrations différentielles entre les deux canaux polarimétriques.*

Observations et caractérisation par imagerie de deux célèbres archétypes de systèmes planétaires

Sommaire

3.1	β Pictoris, un laboratoire des théories d'évolution planétaire	104
3.1.1	Mesure simultanée de l'inclinaison des disques et de la planète	105
3.1.2	La planète β Pic b révélée par coronographie	107
3.1.3	Le disque révélé dans ses régions les plus internes à $3.8\mu\text{m}$	109
3.1.4	Simulation dynamique du disque de débris	123
3.2	HR 4796, un anneau aux propriétés intrigantes	127
3.2.1	La morphologie de l'anneau	127
3.2.2	Contraintes sur des perturbateurs gravitationnels potentiels	130
3.2.3	Une asymétrie frappante en polarimétrie	133

3.1 β Pictoris, un laboratoire des théories d'évolution planétaire

β Pictoris est à l'honneur cette année puisque l'on célèbre les 30 ans de la première image du disque de poussière par [Smith & Terrile \(1984\)](#). Parmi les disques de débris découverts à ce jour, elle tient une situation particulière qui lui vaut d'être qualifiée de laboratoire des théories d'évolution planétaire. En effet, cette étoile fait l'objet de plus de 2000 articles sur ADS (en juin 2014) et les observations qui lui sont associées couvrent tous les domaines de longueur d'onde, de l'ultra-violet (UV) au millimétrique. Outre la détection précoce de son disque de poussière ([Aumann 1985](#)), la découverte d'une géante gazeuse en orbite à environ 10AU par [Lagrange et al. \(2010\)](#) a évidemment contribué à un tel engouement des recherches à son sujet.

Il s'agit d'une étoile proche, située à 19.3pc, de type spectral A6V, et la représentante la plus brillante du groupe mouvant éponyme, dont l'âge est estimé à 21 ± 4 Ma ([Binks & Jeffries 2014](#))¹. Elle est entourée d'un disque vu par la tranche qui s'étend sur plus de 1000AU ([Smith & Terrile 1987](#); [Paresce & Burrows 1987](#)) et dont les observations coronographiques en lumière diffusée ont révélé très tôt d'intrigantes asymétries ([Artymowicz et al. 1989](#); [Golimowski et al.](#)

1. Cette mesure récente se base sur l'abondance du Lithium; un âge de 12^{+8}_{-4} Ma ([Zuckerman et al. 2001](#)) avait été évalué antérieurement

1993; Kalas & Jewitt 1995; Heap et al. 2000). L'une des asymétries les plus marquantes concerne le gauchissement du disque observé entre 60 et 80AU, interprété comme un disque secondaire incliné de quatre à cinq degrés par rapport au disque externe détecté à plus grande distance (Heap et al. 2000; Golimowski et al. 2006). L'hypothèse d'une planète massive a été proposée en 1997 pour expliquer cette morphologie (Mouillet et al. 1997b), reprise dans une modélisation multi longueur d'onde du disque par Augereau et al. (2001). Les observations en lumière diffusée ont été complétées par des images résolues de l'émission thermique du disque (Pantin et al. 1997; Weinberger et al. 2003; Wahhaj et al. 2003). Ces observations indiquent la présence de poussière proche de l'étoile à des distances inaccessibles aux premières générations de coronographe utilisées alors, et une très forte asymétrie de brillance localisée sur un côté du disque a été révélée à $12\mu m$ par Telesco et al. (2005). Certains auteurs identifient le disque à un système d'anneaux concentriques (Wahhaj et al. 2003; Okamoto et al. 2004), suggérant la présence d'un système planétaire multiple.

Les mesures spectroscopiques de l'étoile ont montré la présence dans plusieurs raies spectrales (Ca II, Mg II ou Fe II) d'absorption sporadique très étroite systématiquement décalée vers le rouge par des dizaines voire centaines de km/s. Ce phénomène variable sur des échelles très courtes de quelques heures ou jours a été interprété comme la présence de comètes, tombant sur l'étoile en s'évaporant (Beust et al. 1990, 1994). Ce flot de comètes constitue un second argument dynamique invoquant la présence d'un perturbateur gravitationnel.

La planète β Pictoris b fut détectée en 2008 par Lagrange et al. (2009, 2010) à partir d'observations réalisées en 2003, confirmant les prédictions dynamiques. Dès lors un suivi astrométrique a été entrepris pour contraindre ses éléments orbitaux. Un suivi sur plus de 11 années indique une orbite inclinée à environ 88.5° , faiblement excentrique ($e < 0.15$), de demi-grand axe $a = 8.9_{-0.6}^{+0.4}$ ua (Chauvin et al. 2012; Bonnefoy et al. 2013, 2014) et contraint la limite supérieure de la masse à $12M_{\text{Jup}}$ et $15.5M_{\text{Jup}}$ pour $a = 9AU$ et $10AU$ respectivement. Parallèlement une caractérisation spectro-photométrique a permis l'étude de son atmosphère. Les modèles d'évolution compatibles avec la luminosité de la planète suggèrent une masse de $11.2 \pm 0.3M_{\text{Jup}}$ Bonnefoy et al. (2014).

Un nouveau regard est donné sur le disque par les observations récentes de l'observatoire de radioastronomie Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), qui a permis de confirmer la distribution de poussière proposée par Augereau et al. (2001) et révéler la présence de gaz de monoxyde de carbone, réparti de manière asymétrique dans le disque.

Mes travaux sur cette étoile portent sur la caractérisation morphologique du disque à différentes longueurs d'onde ainsi que l'emploi d'un nouveau type de coronographe pour redétecter la planète en bande L' . Elles ont permis de démontrer le non-alignement de l'orbite de la planète avec le plan du disque externe. Ce non-alignement était effectivement attendu si la planète est bel et bien responsable du gauchissement du disque observé à courte séparation.

3.1.1 Mesure simultanée de l'inclinaison des disques et de la planète

Alors que je démarrais mes travaux de thèse en 2012 et que la planète avait été découverte depuis 4 ans, la confirmation qu'il s'agissait bien du corps céleste responsable de la perturbation gravitationnelle du disque de β Pictoris n'était pas encore établie. Il y a en fait de multiples raisons à cela. D'une part les premières mesures astrométriques manquent de précision car la stratégie d'observation (en champ stabilisé) ne permet pas de soustraire les tavelures de manière optimale à la distance de la planète (Lagrange et al. 2009). D'autre part, ces données sont prises en bande L' dans lequel le contraste est plus favorable pour détecter une géante gazeuse jeune. Malheureusement il est également difficile de détecter le disque à cette longueur d'onde (voir section 3.1.3 sur les moyens mis en oeuvre pour révéler le disque), en raison de l'émission

thermique et de fond de ciel plus importante qu'en proche infrarouge (bande Ks ou H par exemple). Pour la précision requise par cette mesure d'inclinaison, il est nécessaire de supprimer toute source d'erreur systématique due à la calibration de l'orientation du Nord par exemple, ce qui nous contraint d'effectuer la mesure simultanément de l'orientation de l'orbite de la planète et du disque à partir du même jeu de données et des mêmes algorithmes de réduction.

Le fruit de ce travail a été publié dans un article de la revue *Astronomy & Astrophysics* en Janvier 2012 (Lagrange et al. 2012a), présenté en annexe B. Je renvoie le lecteur à cet article pour les détails des observations, des techniques de réduction mises en oeuvre et des méthodes de mesures employées. Je m'attache ici à décrire mon implication dans ce travail et les points forts du papier dans l'optique de ce travail de thèse.

La nécessité d'avoir un champ de vue suffisamment large pour imager le disque au-delà de $3''$ nous a conduit à utiliser une stratégie d'observation sans offset du télescope, stratégie que nous utilisons généralement pour soustraire le ciel sans perdre de temps de télescope. Les images ont été réduites avec quatre algorithmes ADI (Figure 1. en annexe B) mais seul le cADI et le sADI permettent une mesure simultanée de l'angle de position du disque et de celui de la planète. J'ai développé cinq techniques de mesure du disque principal (celui détecté à large séparation) et du disque secondaire (disque interne gauche). Ces techniques ont pour but de mesurer la position verticale de l'épine dorsale du disque en fonction de la séparation. L'épine dorsale est définie comme la courbe qui, à une séparation donnée de l'étoile, associe la coordonnée du maximum de brillance du disque. Dans le cas d'un disque parfaitement symétrique par rapport au plan médian et vu par la tranche, c'est une ligne correspondant à la direction du plan médian. L'une des techniques employées permet de distinguer l'épine dorsale du disque principal et celle du disque secondaire (Figure 4 en annexe B) en approchant le profil vertical du disque par une somme de deux fonctions Lorentziennes de la forme $f(z) = \frac{1}{1+(z-z_0)^2}$, suivant la technique développée par Golimowski et al. (2006). Cette technique nous a permis d'évaluer l'inclinaison du disque secondaire à environ $3.5 - 4.0^\circ$ par rapport à celle du disque principal dont l'angle de position a été évalué à $29.1^\circ \pm 0.2^\circ$. Un effort important concerne le calcul des barres d'erreurs dont l'estimation est nécessaire pour répondre à la question posée concernant la position de la planète par rapport au disque. Il faut distinguer ici les sources d'incertitude

- liées à la mesure de l'angle de position du disque principal. Celles-ci ont été traitées de manière approfondie en annexe A de l'article.
- liées à la mesure de l'inclinaison relative des deux disques. Il s'agit de l'incertitude résultant de la technique de mesure (la description d'un double disque par une somme de deux fonctions lorentziennes) et de l'impact de l'ADI. J'ai injecté des disques synthétiques dans les données pour reproduire les mesures, et j'ai montré que l'impact des ces deux éléments se traduit par une sous-estimation systématique de l'inclinaison de l'ordre de 0.6° .

Parmi les auteurs de l'article, d'autres collaborateurs se sont attachés à mesurer la position de la planète et à en déduire les barres d'erreurs. Nous avons ensuite confronté les deux analyses en comparant sur la Figure 6 et 7 de l'annexe B la position de la planète par rapport à l'inclinaison des deux disques. La position projetée de la planète est située au-dessus de la direction du plan médian du disque principal. Nous montrons ensuite que cela n'est pas compatible avec une planète orbitant dans le plan médian du disque principal si celui-ci est incliné entre 2 et 5° par rapport à un disque vu parfaitement par la tranche, car la position projetée de la planète devrait alors être en-dessous du plan médian. En revanche la configuration mesurée est parfaitement compatible avec une orbite alignée avec le plan médian du disque secondaire.

Ces résultats viennent contredire une autre étude publiée peu de temps avant celle-ci par Currie et al. (2011). Néanmoins comme nous le soulignons dans l'article, les résultats de leur étude se basent sur des valeurs de l'orientation du disque principal tirées de la littérature et non

sur une mesure simultanée de la position du disque et de la planète à partie des mêmes données. Elles sont donc sujettes à des sources d'erreurs systématiques qui expliquent la conclusion de leurs auteurs. Cela illustre l'atout indéniable apporté par une connaissance poussée de l'instrument pour une exploitation astrophysique afin d'être conscient des sources d'erreurs systématiques qui l'affectent pour pouvoir les calibrer ou s'en affranchir par une stratégie d'observation adaptée.

3.1.2 La planète β Pic b révélée par coronagraphie

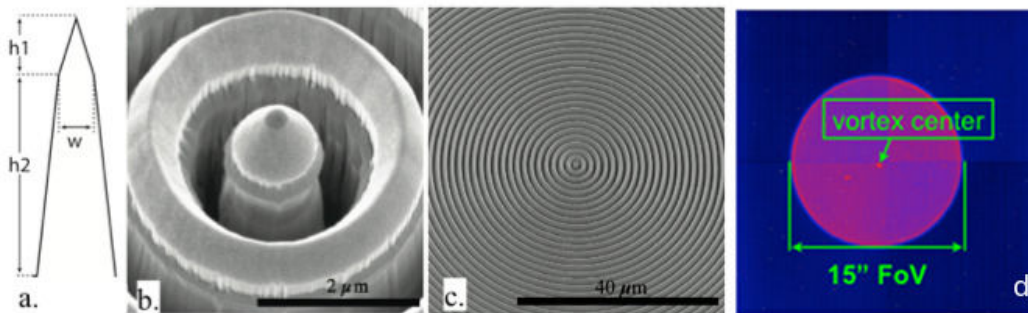


FIGURE 3.1 – a) Schéma d'un sillon (groove) constituant le réseau de diffraction. b) et c) Images obtenues au microscope électronique à balayage. d) Image obtenue sur CONICA une fois l'AGPM installé. Illustration tirée de [Mawet et al. \(2013\)](#).

Fin 2012, un nouveau coronographe pour la bande L' est installé sur NaCo : l'AGPM ([Mawet et al. 2005](#)). Ce coronographe appartient à la famille des coronographes de phase et se place en plan focal. C'est une évolution du 4QPM dans la mesure où le 4QPM peut être assimilé à un vortex optique discrétisé en 4 niveaux de retards de phase. Ce réseau se compose d'anneaux concentriques, permettant de créer une rampe de phase continue, s'affranchissant des zones de transition entre quadrants inhérent au 4QPM. Le détail de l'implémentation de ce concept en bande L' est donné dans [Delacroix et al. \(2013\)](#). En décembre 2013, ce composant a sa première lumière sur le ciel ([Mawet et al. 2013](#)). Je participe à la réduction des données, ce qui me permet de valider les performances de l'analyse en composantes principales à courte séparation, dès $0.9\lambda/d$ la limite théorique de l'AGPM. Les contrastes mesurés malgré des conditions d'observation moyennes (Figure 3.2) sont très encourageants et permettent la découverte fortuite d'un compagnon stellaire à l'étoile HD 4691, 100 fois plus faible que l'étoile primaire et à seulement $2\lambda/d$ de celle-ci, une opportunité pour démontrer les performances de ce composant à très courte séparation.

Comme tout nouveau instrument ou composant installé au VLT, la phase de commissioning qui a permis la première lumière est suivie par la vérification scientifique du concept. Ici l'étoile β Pictoris a été choisie en raison de la présence du compagnon et des nombreuses données non-coronographiques déjà existantes qui permettent une comparaison directe des performances. J'ai participé aux observations dans la nuit du 31 Janvier 2013, depuis la salle de contrôle à distance de l'Observatoire Européen austral, ou European Southern Observatory (ESO) à Santiago. L'analyse des données a donné lieu à une lettre, publiée dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, dans laquelle nous présentons le contraste atteint, et les techniques de réduction mises en oeuvre. Cette lettre se trouve en annexe C. Ma contribution dans ce papier a consisté à réduire les données en parallèle à l'aide des outils d'analyse en composantes principales développés antérieurement et mettre en place une nouvelle implémentation que nous avons baptisée smart Principal Component Analysis (sPCA). De manière analogue au sADI et rADI nous pouvons en

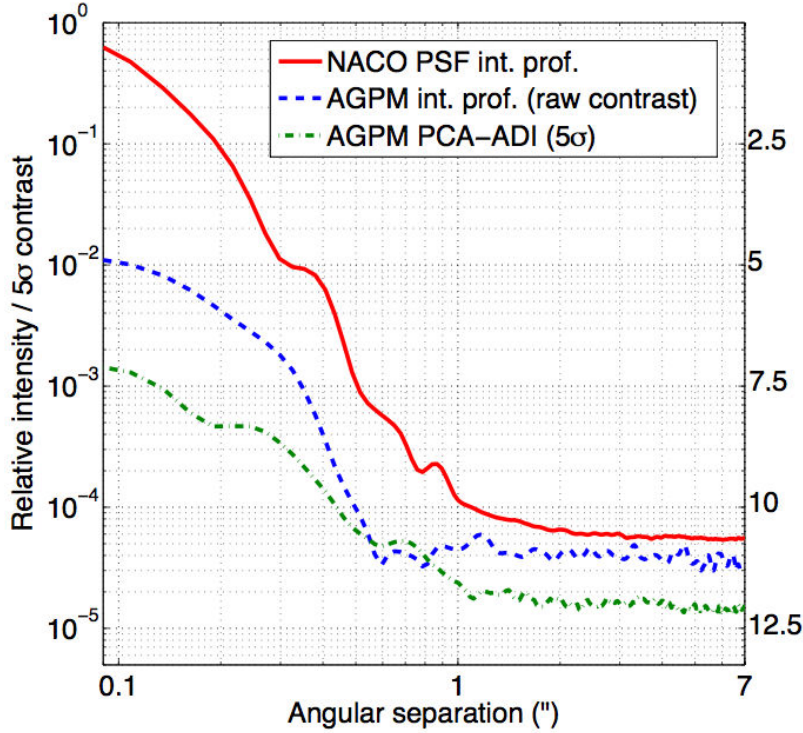


FIGURE 3.2 – *Contraste atteint lors de la première lumière du coronographe AGPM après réduction par analyse en composantes principales (courbe verte) et sur les images brutes (courbe bleue) par rapport au profil de FEP (courbe rouge), tiré de Mawet et al. (2013)*

effet construire un algorithme de réduction qui exclue les images temporellement proches pour reconstruire la FEP à soustraire, afin de limiter la perte de flux liée à l'ADI. J'ai implémenté cela pour une analyse en composantes principales réalisée sur toute l'image, en définissant un critère de rotation de l'image à $1.5\lambda/d$ à la séparation de la planète. Cette version de l'analyse en composantes principales diffère de la version utilisée précédemment, puisque la bibliothèque de FEP change maintenant à chaque image et l'on réalise donc autant d'analyse en composantes principales qu'il y a d'images dans le cube, impliquant un temps de calcul significativement plus long. Cela permet néanmoins de limiter les pertes de flux, comme l'illustre la Figure 3.3. Préserver le flux de la planète était en effet une des priorités de cette étude afin d'exploiter au mieux la qualité d'image fournie par le nouveau coronographe et affiner la photométrie.

Une version différente de la sPCA a été implémentée par le premier auteur, qui est l'analogie du rADI pour l'analyse en composantes principales. L'analyse en composantes principales est réalisée dans des anneaux concentriques, permettant ainsi de conserver le critère de séparation δ pour tous les rayons. L'image finale (Figure 1 en annexe C) est très similaire à la Figure 3.3.

Dans un second temps, j'ai évalué l'astrométrie et la photométrie de la planète. Pour s'affranchir des biais introduits par la technique de réduction, nous avons implémenté une méthode de soustraction du signal planétaire, introduite initialement en cADI par Lagrange et al. (2010); Bonnefoy et al. (2011). Cette méthode vise à minimiser les résidus dans une section d'anneau centrée sur la position de la planète, au sens des moindres carrés. Je me suis attaché à évaluer les barres d'erreur en estimant localement dans un voisinage du minimum les valeurs du χ^2 . Je donne à titre d'illustration en Figure 3.4 l'évolution du χ^2 en fonction de la séparation, utilisée pour calculer l'incertitude sur l'astrométrie.

Finalement, ces données ont permis d'affiner l'astrométrie du compagnon en bande L' grâce à un SNR plus élevé que les observations précédentes. La séparation de la planète est évaluée à $452\text{mas} \pm 10$. Des observations postérieures en novembre 2013 avec l'instrument GPI (Macintosh et al. 2014) indiquent une séparation de $434\text{mas} \pm 6$ et permettent ainsi de confirmer que la planète a passé la quadrature. L'erreur sur la photométrie du compagnon a également été

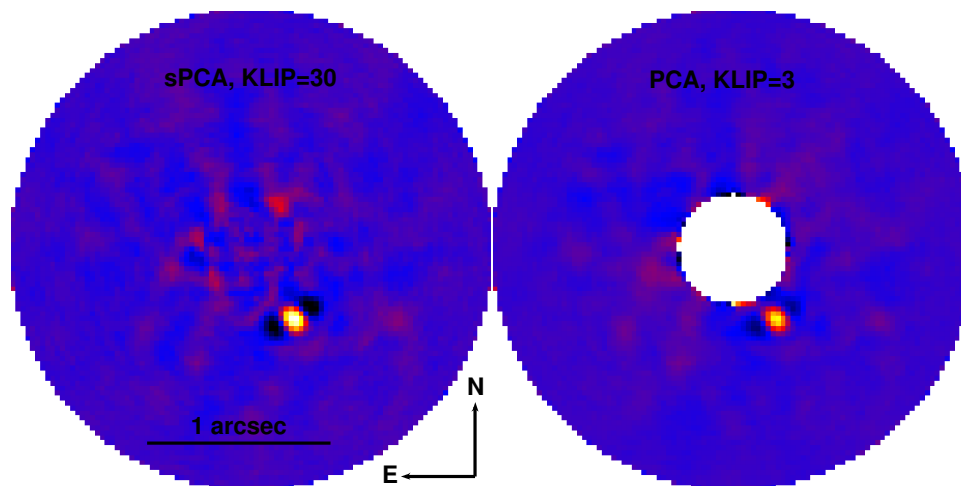


FIGURE 3.3 – Redétection de β Pictoris b en bande L' à l'aide du coronographe AGPM. Le nouvel algorithme sPCA est comparé à l'analyse en composantes principales standard. L'échelle de couleur est identique permettant de montrer la meilleure préservation du flux pour l'algorithme sPCA.

améliorée, permettant ainsi de contraindre la masse à $8.0_{-2.1}^{+3.2} M_{\text{Jup}}$ d'après les modèles BT-Settl (Allard et al. 2011).

Nous n'avons pas détecté de nouvelles planètes à plus courtes séparations, mais de nouvelles limites de détection plus contraignantes ont pu être données, permettant d'exclure la présence de planètes plus massives que $8M_{\text{Jup}}$ au delà de $0.1''$. Cette exercice nous a permis de soulever un point crucial concernant la définition du contraste. En effet à des séparations si petites, on ne dispose que de peu d'éléments de résolution pour évaluer le bruit et l'écart-type mesuré sur un échantillon de faible taille sous-estime la vraie dispersion de l'échantillon. C'est l'objet d'un papier dédié, que je mentionne en section 4.3.

Alors que la priorité a été donnée pour cette lettre à l'étude de β Pictoris b et à la recherche d'éventuels nouveaux compagnons à plus courte séparation, mon intérêt scientifique pour les disques m'a porté à analyser ces données dans l'optique d'y révéler le disque en L' , chose qui jusqu'alors n'avait pas été réalisée. C'est l'objet de la prochaine section.

3.1.3 Le disque révélé dans ses régions les plus internes à $3.8\mu\text{m}$

La tâche de révéler le disque à l'aide des données coronagraphiques de l'AGPM s'est avérée plus difficile que prévue. Au-delà d'une seconde d'angle, la principale source de bruit à une telle longueur d'onde n'est plus les tavelures quasi-statiques, mais le bruit thermique et de fond de ciel. C'est bien visible sur la Figure 3.5 qui montre les résultats d'une réduction basée sur l'analyse en composantes principales après avoir adapté les paramètres pour révéler le disque. Dans la première seconde d'arc, les tavelures dominant alors qu'au-delà un bruit de fréquence spatiale beaucoup plus basse empêche une détection nette du disque. Le disque s'étendant dans le visible sur plus d'une trentaine de secondes d'angle, nous avons utilisé sur l'image de gauche le champ maximum de l'AGPM de 15 secondes d'angle de diamètre. Au-delà de $4''$ en rayon (cercle noir), la détection est marginale. La stratégie de réduction a été adaptée ici afin d'obtenir un meilleur SNR sur le disque : au lieu de soustraire une image de ciel moyenne, prise avec le coronographe, j'ai en effet soustrait uniquement un noir (dark en anglais). L'émission thermique et de ciel a en effet changé de manière significative à grande séparation entre le mo-

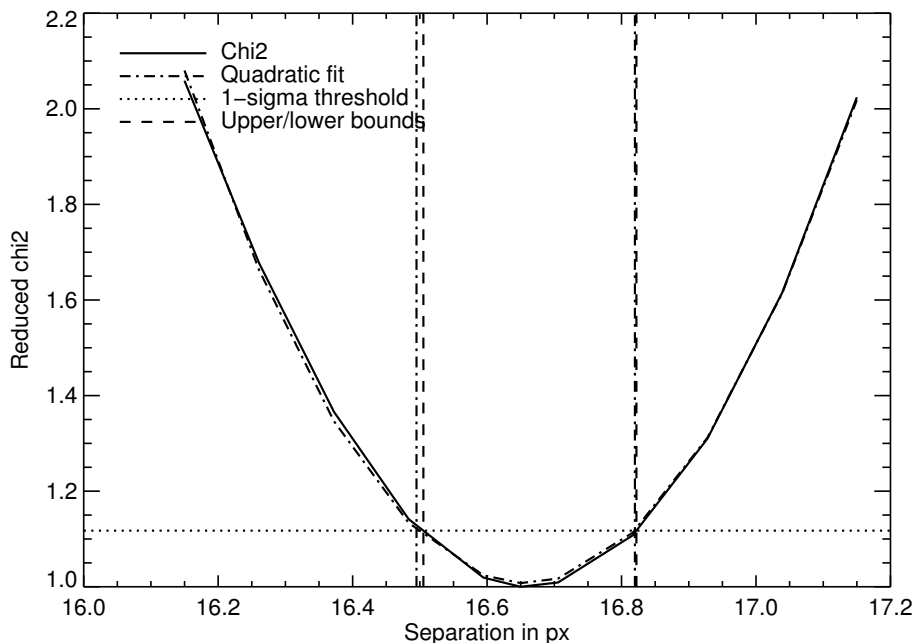


FIGURE 3.4 — Evolution du χ^2 en fonction de la séparation et au voisinage du minimum trouvé (16.65px). La ligne horizontale indique l'intervalle de confiance correspondant à 1σ .

ment où il a été évalué et les images de science, son emploi ajoute du bruit. C'est pourquoi j'ai préféré ne pas soustraire d'image de ciel et laisser l'algorithme ADI utiliser la rotation de champ particulièrement importante ici (84°) pour évaluer le ciel au même titre que la FEP de l'étoile dans l'étape de soustraction de la FEP. J'ai présenté ces premiers résultats ainsi qu'une analyse morphologique du disque sous la forme d'un poster (Milli et al. 2014b) suivi d'un acte de conférence au symposium de l'IAU sur la formation planétaire.

Quelques données chiffrées permettent de comprendre pourquoi, malgré un temps de pose effectif sur la source de 114min qui laissait espérer une détection aisée, le résultat est décevant. La transmission du coronographe est de 85%, et son utilisation va de pair avec le masque de pupille APO165 (Figure 3.6) de diamètre 13% inférieur à celui de la pupille du VLT et qui permet de bloquer l'obscurcissement central du télescope et les araignées. Sa transmission vaut environ 60%, ce qui porte la transmission globale du coronographe et du masque de pupille à 51%. Le SNR sur le ciel est donc diminué d'un facteur $1 - \sqrt{0.51} = 29\%$. En fait l'obscurcissement central est responsable de 25% de l'émission thermique du télescope (Mawet et al. 2013), l'utilisation d'un masque pupillaire qui bloque cette émission permet donc de regagner un facteur $1/\sqrt{0.75}$ ce qui porte finalement la diminution de sensibilité globale avec le coronographe à $1 - \sqrt{0.51/0.75} = 18\%$ par rapport à une mesure non coronographique. J'ai donc pris l'initiative de réunir des données d'archive de β Pictoris dans la bande L' afin de les combiner aux données AGPM pour augmenter le SNR. Cette exercice m'a permis finalement d'aboutir à une image qui révèle le disque à une séparation qui n'avait pas encore été atteinte à plus courte longueur d'onde avec un SNR de 5 dès $0.4''$. De plus pour calibrer les effets de l'ADI et mesurer la morphologie du disque j'ai développé une technique de modélisation. Ce travail a donné lieu à un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* et présenté ci-dessous.

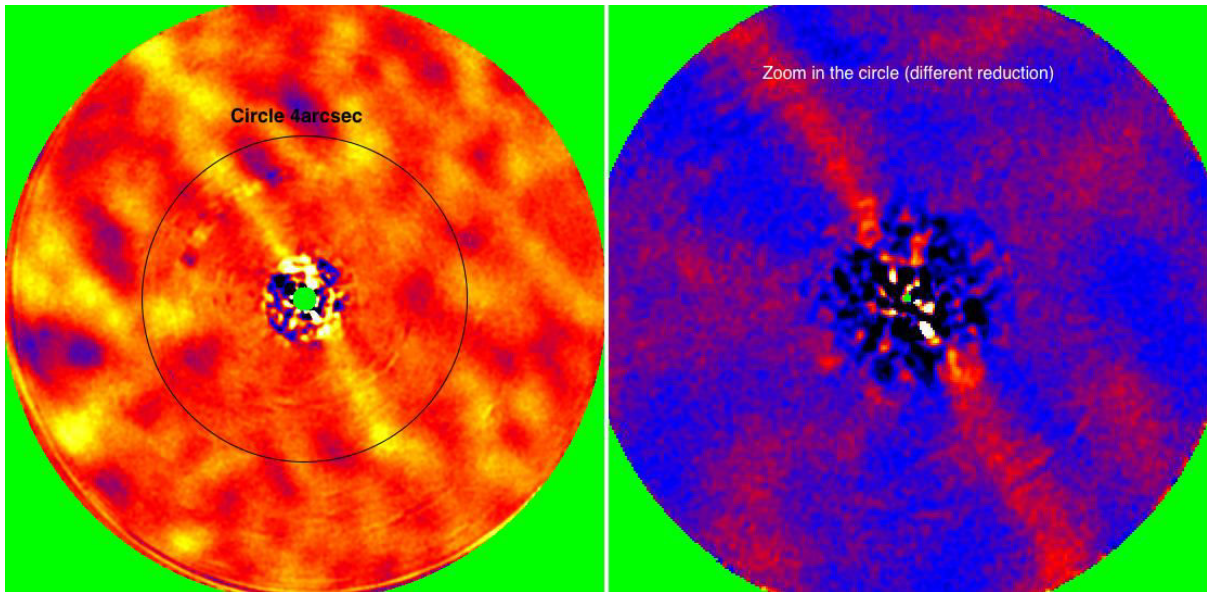


FIGURE 3.5 – Image du disque de β Pictoris (champ de vue total de l'AGPM à gauche, et zoom sur la partie centrale de rayon $4''$ à droite).

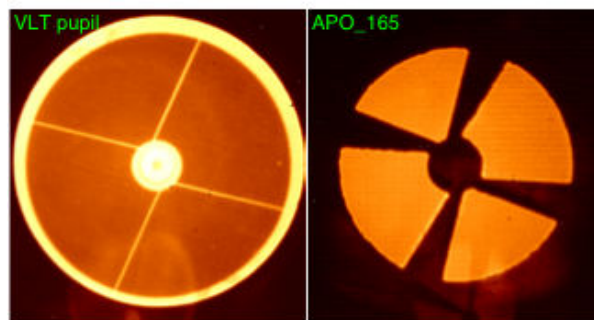


FIGURE 3.6 – La pupille du VLT et le masque de pupille employé avec l'AGPM appelé APO165.

Very deep images of the innermost regions of the β Pictoris debris disc at L'

J. Milli^{1,2,3}, A.-M. Lagrange^{1,2}, D. Mawet³, O. Absil⁴, J.-C. Augereau^{1,2}, D. Mouillet^{1,2}, A. Boccaletti⁵, J. H. Girard³, and G. Chauvin^{1,2}

¹ Université Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: julien.milli@obs.ujf-grenoble.fr

² CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ European Southern Observatory (ESO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile

⁴ Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie (AGO), Université de Liège, 17 Allée du Six Août, 4000 Liège, Belgium

⁵ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Université Pierre et Marie Curie 6 and Université Denis Diderot Paris 7, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received 25 November 2013 / Accepted 24 April 2014

ABSTRACT

Context. Very few debris discs have been imaged in scattered light at wavelengths beyond $3\ \mu\text{m}$ because the thermal emission from both the sky and the telescope is generally too strong with respect to the faint emission of a debris disc. We present here the first analysis of a high angular resolution image of the disc of β Pictoris at $3.8\ \mu\text{m}$.

Aims. Our primary objective is to probe the innermost parts of the β Pictoris debris disc and describe its morphology. We performed extensive forward modelling to correct for the biases induced by angular differential imaging on extended objects and derive the physical parameters of the disc.

Methods. This work relies on a new analysis of seven archival data sets of β Pictoris observed with the NaCo instrument at the Very Large Telescope in the L' band, including observations made with the Annular Groove Phase Mask vortex coronagraph in 2013. The data analysis consists of angular differential imaging associated with disc forward modelling to correct for the biases induced by that technique. The disc model is subtracted from the data and the reduction performed again in order to minimize the residuals in the final image.

Results. The disc is detected above a 5σ level between $0.4''$ and $3.8''$. The two extensions have a similar brightness within error bars. We confirm an asymmetry previously observed at larger distances from the star and at shorter wavelengths: the isophotes are more widely spaced on the north-west side (above the disc apparent midplane) than on the south-east side. This is interpreted as a small inclination of the disc combined with anisotropic scattering. Our best-fit model has an inclination of 86° with an anisotropic Henyey-Greenstein coefficient of 0.36. This interpretation is supported by a new asymmetry detected in the disc: the disc is significantly bowed towards the north-west within $3''$ (above the apparent midplane). We also detect a possible new asymmetry within $1''$, but at this stage we cannot discern between a real feature and an underlying speckle.

Key words. techniques: high angular resolution – planets and satellites: individual: β Pictoris b – stars: individual: β Pictoris – planetary systems

1. Introduction

The debris disc around β Pictoris is one of the most studied planetary systems. Smith & Terrile (1984) discovered the debris disc when the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) detected an infrared excess associated with the star (Aumann 1985), and since then it has been studied from the visible and ultraviolet to the millimeter wavelengths. In optical/near-infrared scattered light, the debris disc appears as a bright dust disc seen almost edge-on (e.g. Kalas & Jewitt 1995). It can be decomposed into two components (Augereau et al. 2001): an inner warped disc detected up to around 150 AU and an outer main disc extending up to 1000 AU (Smith & Terrile 1987). Currie et al. (2013) reported the detection of the disc with the NAOS-CONICA (NaCo) instrument at the Very Large Telescope (VLT) in the L' -band, but did not investigate and discuss its properties. Observations in this wavelength range still dominated by scattered light from the star, but close to the transition with thermal emission, could

bring precious additional constraints on the dust properties. In addition, adaptive optics (AO) corrections from ground-based telescopes perform better at longer wavelengths, with Strehl ratios typically between 60% and 80%, while the angular resolution ($\sim 0.1''$) is still sufficient to probe the disc inner regions, typically within a few tens of astronomical units. These regions are critical because the disc interacts with potential planets therein. For instance, Mouillet et al. (1997) attributed the observed inner warp of the disc to the gravitational perturbation of a massive body located on an inclined orbit. This perturber, discovered later by Lagrange et al. (2009), was indeed a giant planet orbiting within 10 AU from the star (Chauvin et al. 2012), and the inclination of its orbit with respect to the main outer disc was confirmed (Lagrange et al. 2012a). The position angle (PA) of the main disc was found to be $29.0^\circ \pm 0.2^\circ$, whereas the inner warp is offset by $3.9^{+0.6}_{-0.1}^\circ$.

Imaging debris discs in the L' -band centred around $3.8\ \mu\text{m}$ is a difficult task. The thermal emission from the

Table 1. Description of the seven data sets.

Date	$\Delta\theta^a$	Δt^b (h)	Seeing	τ_0 (ms)	Sr ^c (%)
26/12/09	44°	1.3	0.6''	8	83
28/09/10	51.5°	1.6	0.9''	1.9	56
17/11/10	54.3°	1.2	1.4''	1.4	NA
12/10/11	54.1°	1.3	0.65''	5	62
11/12/11	54.1°	0.8	1.4''	4.4	63
16/12/12	67.6°	0.9	0.75''	5.5	70
31/01/13	84°	1.6	1.0''	2.2	75

Notes. ^(a) Parallax angle variation. ^(b) Effective on-source integration time. ^(c) Strehl ratio.

telescope/instrument and the sky emission, called hereafter the background emission, is much larger than at shorter wavelengths, while the star to disc contrast remains the same¹. Quasi-static speckles from imperfect optics prevail inside 1'' whereas background emission is the dominant noise source beyond that separation. Therefore, high contrast and high angular resolution techniques are required, as well as specific data reduction tools. Innovative methods such as angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006), locally-optimized combination of images (LOCI, Lafrenière et al. 2007), and principal components analysis (PCA, Soummer et al. 2012; Amara & Quanz 2012) were developed to detect and characterize faint companions. They are well suited to image point sources. For discs, they are also used to reveal high spatial frequency features (Buenzli et al. 2010; Thalmann et al. 2011; Boccaletti et al. 2012; Lagrange et al. 2012a or Lagrange et al. 2012b), but any extended structure is strongly affected by these image processing techniques (Milli et al. 2012; Esposito et al. 2014). In this paper, we present new images of the disc obtained with VLT/NaCo in the L' -band (Sect. 2). We detail the morphology from 3.8'' down to 0.4'' (Sect. 3), and perform forward modelling to correct for the biases induced by ADI (Sect. 4). Finally, we discuss our results in Sect. 5, before concluding in Sect. 6.

2. Observations and data reduction

2.1. Observations

The star was observed on 31 January 2013 during the science verification observing run of NaCo's Annular Groove Phase Mask (AGPM) coronagraphic mode (Absil et al. 2013). The AGPM coronagraph operates in the L' -band at 3.8 μm with an undersized Lyot stop blocking the light from the secondary mirror and telescope spiders (Mawet et al. 2013). Because the signal-to-noise ratio (S/N) was not high enough on this individual data set to retrieve the disc morphology with sufficient accuracy², we have used six additional data sets that had been recorded for orbit monitoring. These additional data were obtained in pupil-tracking mode, the star being saturated. A summary of the seven data sets with the average observing conditions is shown in Table 1.

¹ Assuming a constant dust albedo.

² The AGPM coronagraphic observations with NaCo at the VLT showed a slightly degraded sensitivity in the background compared to saturated imaging, because of the lower throughput of the chosen NaCo Lyot stop, and the less efficient nodding scheme inherent to coronagraphy (dithering is not possible).

2.2. Data reduction of individual data sets

For the AGPM observations, the sky subtraction was different from that described in Absil et al. (2013). The main source of noise that needs to be overcome to reveal faint extended emission beyond 1'' comes from the high and variable background at this wavelength. The standard way to evaluate the background in high contrast coronagraphic imaging is to open the AO loop and perform an offset of the telescope to measure an nearby empty sky region. This technique does not provide a sufficient accuracy in our case because the telescope thermal emission significantly changed, depending on the AO loop status (open or closed). Therefore, the cosmetic treatment of the raw data only consisted of dark subtraction, flat-field correction, and bad-pixel interpolation. The background is removed in a later stage, during the ADI subtraction process, along with the stellar halo. The data were binned every 100 s, resulting in a data cube of 90 images, and the images were re-centred with the same procedure as described in Absil et al. (2013), leading to an uncertainty in the AGPM centring of 0.1 mas and an uncertainty in the star centring with respect to the AGPM centre of 8.5 mas.

In the case of the six non-coronagraphic data sets, the sky was evaluated using a different telescope offset position and subtracted from the raw images. The same cosmetic treatment was then applied. Because of the small telescope offsets, the total field of view is limited to a radius of 3.8''. The star centre position is obtained from a fit to the low-flux level wings of the saturated image and has an uncertainty of 7 mas, obtained with the same method described in the appendix of Lagrange et al. (2012a).

Then, the star subtraction algorithm consisted of a PCA performed in two to five concentric annuli between 0'' and 3.8''. This method uses a truncated basis of eigenvectors created by a Karhunen-Loève transform of the initial set of images, to perform the subtraction of the point-spread function (PSF). The number of principal components retained varied for each data set between 1 and 4. It was adjusted visually to maximize the disc SNR on each individual reduction. We did not do any frame selection to maximize the exposure time, thus the signal from the disc.

2.3. Combination of the data and subtraction of β Pictoris b

On the individual data sets, the residual thermal noise is non-Gaussian at L' and shows large patterns of the size of several resolution elements. For instance, for resolution elements between 0.5'' and 1'', the Shapiro-Wilk test (Shapiro & Wilk 1965) yields a p-value below 2% for all individual data sets, except for the AGPM image (p-value of 90%), and this is highly dependent on the number of principal components retained for each data set. In order to increase the disc SNR, we combined several uncorrelated data taken at different epochs. This represents the first approach of that kind in high contrast imaging. Combining seven data sets reduces the standard deviation by a factor 2.7 for the resolution elements between 1'' and 2'', which is also what is expected from the central limit theorem assuming uncorrelated noise ($\sqrt{7} = 2.64$).

For each data set, an AO-corrected unsaturated PSF recorded before and/or after the science observations was used as a photometric calibrator. The six final images were individually scaled to the total flux of the central star β Pictoris, cropped to the same field of view of radius 3.8'', and averaged. The total flux of the star was calculated by performing aperture photometry on the AO-corrected unsaturated PSF. The flux increases with

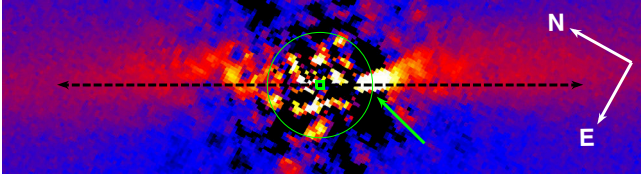


Fig. 1. PCA-reduced image obtained after combination of the seven individual images, colour scale-adjusted to show the smearing of the planet (green arrow), which prevents disc signal extraction at this location. The green circle has a radius of $0.4''$ and is centred on the star (green square). The black arrow has a position angle of 29° and a total length of $6''$.

the aperture radius until convergence is reached for a radius of $1.35''$, therefore, we used this radius to make sure we encircled the total star flux and are not subject to the PSF variability due to the AO correction. Note that the disc is well below the noise level in the unsaturated PSF and does not bias the photometry of the star.

As visible in Fig. 1, the presence of β Pictoris b prevents from detecting the disc inside $0.6''$ on the south-west (SW) extension. The planet orbital motion between 2009 and 2013 induces a bright dot smeared along 5.5 px, or 150 mas. To disentangle any disc structure or additional companions from the signature of β Pictoris b, we subtracted the planet signal from the seven data sets. We used the negative fake planet technique described in Lagrange et al. (2010) and Bonnefoy et al. (2011) to retrieve the photometry and astrometry of the planet at each epoch. We used the same optimization area as described in Absil et al. (2013). The photometry and astrometry derived for the position of the planet in each individual data set are listed in Table 2. The astrometry error budget includes the statistical error in the companion position calculated with negative fake planets as in Absil et al. (2013), the calibration errors from the platescale, true north and rotator offset, and the error in the star centre described in Sect. 2.2. The photometry error budget includes the statistical error plus a contribution accounting for photometric variations of 0.05 mag for a photometric night (ESO data quality control standards).

Similarly, disc non-axisymmetric features or additional point sources in orbital motion around the star would also smear an arc in the image. Assuming these features are in keplerian motion around the star, we explored the amplitude of this effect and show the results in Fig. 2 for four different semi-major axis. A feature orbiting at 30 AU from the star can smear an arc of 240 mas, and this value goes down to 170 mas for a 60 AU-orbit and 135 mas for a 100 AU-orbit. Therefore, we cannot exclude that our image contains disc features smeared over a few hundred mas that would otherwise have appeared more compact.

3. Characterization of the disc

3.1. Correction for biases due to ADI

The signal of extended objects may be heavily influenced by ADI (Milli et al. 2012). Therefore, a careful calibration was performed. We used three approaches, including:

1. iterations as in Lagrange et al. (2012a) in order to obtain images that have the least biases from ADI;
2. forward modelling to constrain the dust density distribution as in Thalmann et al. (2014), presented in Sect. 4.2; and

Table 2. Calibration of the data sets and properties of β Pictoris b.

Date	True north	Separation (mas)	PA	Contrast (mag)
26/12/09	-0.06°	299^{+13}_{-13}	$211.1^{+1.7}_{-1.6}$	$7.7^{+0.25}_{-0.20}$
28/09/10	-0.36°	385^{+10}_{-11}	$210.1^{+1.5}_{-1.5}$	$8.1^{+0.26}_{-0.21}$
12/10/11	$-0.35^{(a)}$	439^{+4}_{-5}	$212.9^{+0.5}_{-0.5}$	$7.9^{+0.10}_{-0.09}$
11/12/11	-0.35°	441^{+3}_{-3}	$212.9^{+0.3}_{-0.3}$	$8.1^{+0.07}_{-0.06}$
16/12/12	-0.51°	449^{+6}_{-5}	$211.6^{+0.7}_{-0.6}$	$8.0^{+0.07}_{-0.06}$
31/01/13	-0.45°	448^{+3}_{-4}	$212.3^{+0.3}_{-0.3}$	$8.0^{+0.11}_{-0.11}$

Notes. ^(a) No information available for this date, we assumed the same value as for 11/12/11.

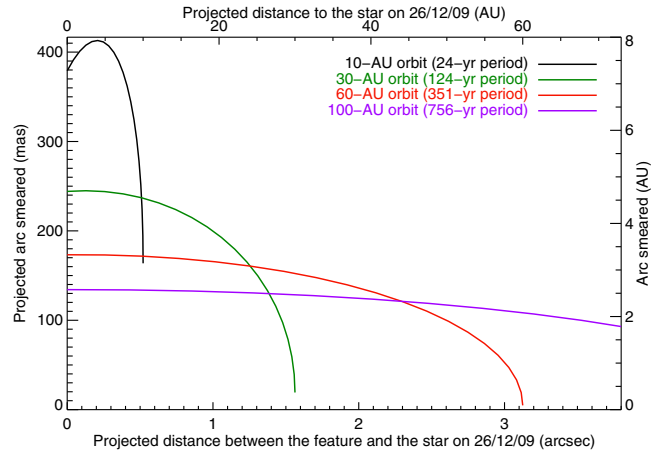


Fig. 2. Projected distance smeared by a potential disc feature or planet in keplerian motion around the star during the time span between the first and last observations (3.1 yrs).

3. injection of model discs in the data to calibrate the morphological parameters measured in the images, as in Boccaletti et al. (2012). This is presented in Sect. 5.

The iterative approach was already implemented in Lagrange et al. (2012a) and is called cADI-disc, where cADI refers to classical ADI and consists of a simple subtraction of the median of the cube of images to subtract the star. The resulting image is shown in Fig. 3 (top). Here, we also adapted this technique for the PCA, namely we ran a first reduction to get an image of the disc. After applying a mask to this image to set the regions unaffected by the disc to 0, we subtracted this image from the initial data cube. We therefore obtained a library that ideally does not contain any astrophysical signal and we applied a PCA on our initial data cube using this reference library. The reduced image is shown in Fig. 3 (bottom). The disc in the cADI-disc image is slightly thicker than in the PCA-disc image because disc self-subtraction is higher with the latter algorithm. We will therefore use the cADI-disc image to extract the surface brightness profiles of the disc. Speckle noise is weaker in the PCA-disc image, so we will use this image to extract the morphological parameters of the disc other than the vertical thickness. It should be noted that this iterative technique minimizes disc self-subtraction but it does not totally prevent it, in particular, in faint vertically extended parts of the disc, far from the midplane. The pixels of the image that contain the disc signal at all observed parallactic angles (because the disc is vertically too extended) still suffer from disc self-subtraction. This affects essentially the pixels

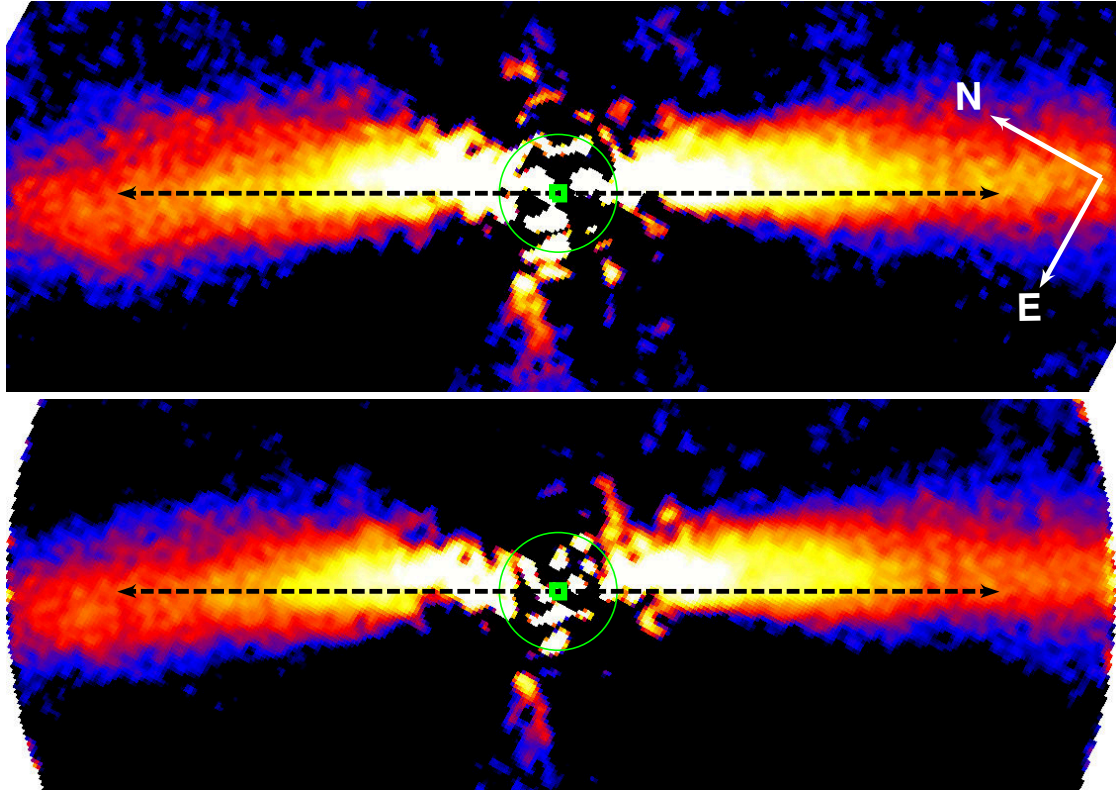


Fig. 3. Two different disc reductions: cADI-disc (*top*) and PCA-disc (*bottom*). The black arrow shows the apparent midplane, has a position angle of 29° (equal to that of the main disc), and a total length of $6''$. The colour scale is identical for both images but not linear (square root). The green square marks the position of the star and the green circle has a radius of $0.4''$.

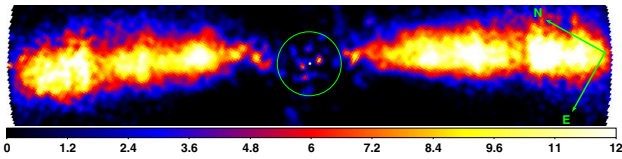


Fig. 4. S/N map of the PCA-disc image. The colour scale is linear and spans from 0 to 10. The green circle indicates the start of the 5σ detection at a radius of $0.4''$.

inside $0.8''$ and is very clearly visible on the PCA-reduced image of a disc model (Fig. 10, middle, described later in Sect. 4.3). Space-based observations that do not use field rotation for PSF subtraction indeed reveal a faint emission at all azimuths in the sky plane at a radius of $0.5''$ (e.g. Fig. 2 of Golimowski et al. 2006).

3.2. Disc morphology

The disc is detected unambiguously from underlying speckle and thermal noise up to the maximum field of view available, i.e. $3.8''$, and down to $0.4''$. This is the closest separation ever reached on the disc. The SNR map of the disc is shown in Fig. 4. In the subsequent sections, we use the terminology spine and apparent midplane of the disc to refer to the curve joining the brightest pixels of the disc in each vertical profile, and to the line going through the star with a PA of 29° , corresponding to the best estimate of the PA of the main outer disc at Ks, as seen in Sect. 1.

3.2.1. Offset and bow of the disc

The disc is clearly vertically offset from the star within $2''$: the star lies below the spine. This is illustrated in Fig. 5, in which each vertical profile has been normalized to its peak value to highlight the position of the spine. At $1''$, the spine is about 2 AU above the midplane of the disc. This is also clearly visible on the isophotes of the disc in Fig. 6.

Moreover, these two figures show that the disc is bowed towards the north-west (NW), i.e. above the apparent midplane, between $-3''$ and $3''$. This bow of the spine in the innermost regions was already marginally detected by Boccaletti et al. (2009) in the *H* and *Ks* band, and was reported in the optical by Golimowski et al. (2006) who mentioned it for the SW extension. This bow can be reproduced by anisotropic scattering of the dust, combined with a slight inclination of the disc with respect to an edge-on view, and it will be discussed later. Two additional observations support this interpretation. First, the isophotes are more widely spaced above the apparent midplane (NW side) than below (SE side). This was previously observed by Golimowski et al. (2006). Second, the disc appears thicker above the spine than below it (see Figs. 3 and 6).

3.2.2. Position angle of the disc

We extracted the PA of the disc along with the position and maximum brightness of the spine from our cADI-disc and PCA-disc images with the same technique as described in Lagrange et al. (2012a) for the *Ks* image. In the *Ks* band, Lagrange et al. (2012a) found a PA of $29.3^\circ \pm 0.2^\circ$ for the main disc by fitting a Lorentzian profile beyond $4.8''$. To measure the PA of the warped inner component, Lagrange et al. (2012a) decomposed

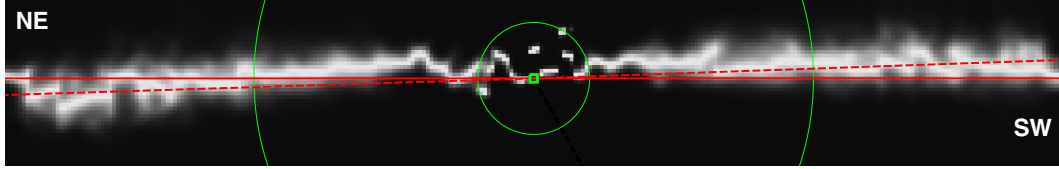


Fig. 5. PCA-disc image where each vertical profile has been normalized by the maximum spine brightness to enhance the vertical position of the spine. The two green circles have a radius of $0.4''$ and $2''$ respectively. The PA of the main disc (29°) as measured by Lagrange et al. (2012a) is indicated by a solid red line, whereas the best fit PA of 30.8° (NE) and 211.0° (SW) as measured from the L' images are shown with dashed lines. The waviness of the spine is discussed in Sect. 5.2.

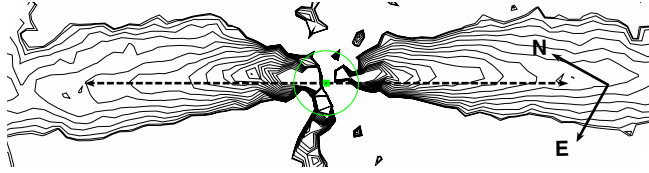


Fig. 6. Isophotes corresponding to the cADI-disc image of Fig. 3. The black arrow passes through the star (green square), has a position angle of 29° , and a total length of $6''$.

the vertical profiles into two Lorentzian profiles and found in that case a PA of $29.0^\circ \pm 0.2^\circ$ and $32.9^{+0.6^\circ}_{-0.1^\circ}$ for the main and warped discs (see Table 2 in Lagrange et al. 2012a).

Unlike in the Ks image, the field of view available in our L' image is too small to access a region dominated only by the main disc, which would allow us to determine the PA of this outer component and derotate the images. If we try to find the best PA of the disc by nulling the spine vertical position on average between $3''$ and $3.8''$, we get a PA value for the north-east (NE) and SW extensions of $30.8^\circ \pm 0.6^\circ$ and $211.0^\circ \pm 0.7^\circ$. The same technique applied to our Ks images yields a similar PA within error bars ($30.2^\circ \pm 0.5^\circ$ and $210.5^\circ \pm 0.6^\circ$), confirming that the L' image is compatible with the Ks image and confirming that our view of the disc is a superimposition of the two contributions of the outer main disc and the inner warped disc. Figure 5 shows the lines of PA $29^\circ/209^\circ$ and $30.8^\circ/211.0^\circ$ on top of the spine location. This shows that within $3.5''$ the optimal PA of $30.8^\circ/211.0^\circ$ (red dashed line) is indeed the most compatible with the L' data. At the largest separations beyond $3.5''$, the disc tends to align again on the PA of the main disc (red solid line). We show in Sect. 5.4 that this is perfectly compatible with a two-component disc if the inner component is brighter than the outer component within $3.5''$.

The dynamical range is not high enough, however, to allow us to fit a two-component Lorentzian profile and separate the contributions of the main disc from that of the warped disc. Therefore we decided to use the PA of 29° measured from the Ks image as an a priori to derotate our L' image.

3.2.3. Position of the spine

The spine position as measured from the Lorentzian fit is displayed in Fig. 7. The bow of the disc is clearly confirmed by this plot and its extension can be determined: the spine is a concave function of the separation between $-3.5''$ and $3.5''$. On the NE side, the spine of the disc goes below 0 beyond $2.5''$ and the slope changes sign beyond $3''$. This fact is also well reproduced by the model of the disc presented in Sect. 5.4. The spine of the disc versus separation is not a smooth curve but present ripples. We show in Sect. 5.2 that these small-amplitude ripples are due to the background and speckle noise and a smooth curve is

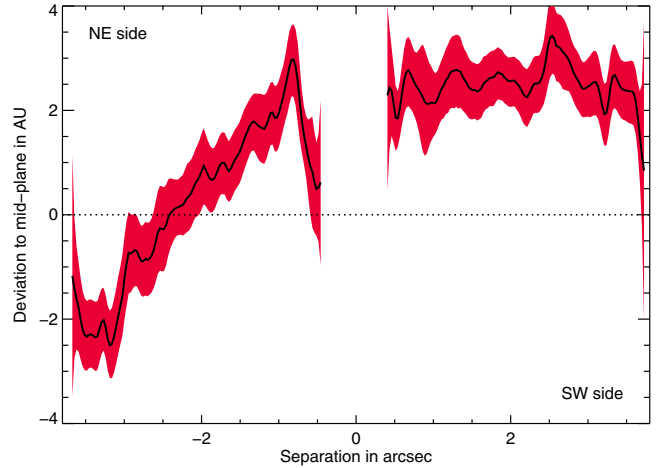


Fig. 7. Departure of the spine with respect to the apparent midplane (defined in Sect. 3.2 as the plane at 29° PA) as measured on the PCA-disc image. NE is to the left. The uncertainty, shown here in red, is the 3σ error in the centroid position of the Lorentzian profile fitted to each vertical profile, after setting a radially-dependent noise level to each pixel. The waviness of the curve is due to the background and remaining speckle noise, as shown in Sect. 5.2. We note, however, a larger ripple at $0.8''$ on the NE side.

very likely, given the error bars, however, we note a larger ripple at $0.8''$ on the NE extension, which is very clear in Fig. 5. This deviation is at 2σ above the noise level and its significance will be discussed in Sect. 5.2.

3.2.4. Brightness of the spine

The surface brightness of the spine as a function of the separation is plotted in Fig. 8. The noise is evaluated as the standard deviation measured azimuthally in the regions where the disc is not detected. The two extensions of the disc show no overall brightness asymmetry within error bars inside $1.5''$. There is one localized asymmetry slightly inside $2''$: the SW extension is locally 0.5 mag brighter than its NE counterpart. A localized brightness asymmetry was also detected in mid-infrared images of the disc by Telesco et al. (2005) at wavelengths beyond $8 \mu\text{m}$, but at a larger separation, namely $2.7''$. In the optical, the SW extension is also slightly brighter than the NE extension between 50 and 100 AU or $2.5''$ and $5''$ (Golimowski et al. 2006).

The surface brightness profile appears smooth between $0.5''$ and $3.8''$, compatible with a single power-law dependence with the separation. The inflection seen in the optical at $2''$ by Golimowski et al. (2006) is not detected in our data. A linear regression to the NE and SW extensions between $0.5''$ and $3.7''$ yields slopes of -2.77 ± 0.18 and -2.57 ± 0.16 . The linear fit is shown as a dotted line in Fig. 8. The steeper slope of the NE extension explains why it appears slightly fainter beyond $1.5''$.

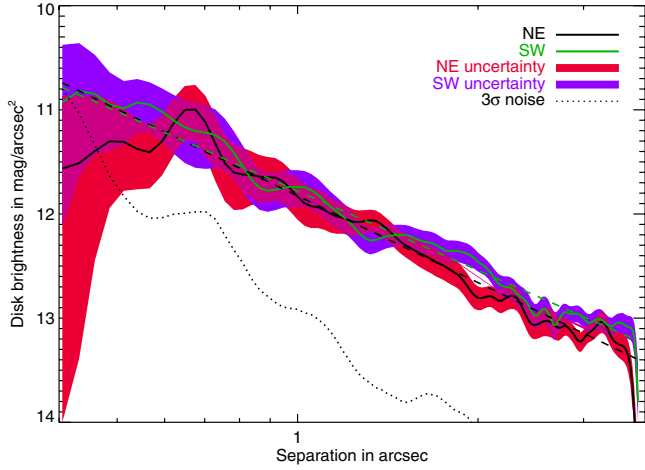


Fig. 8. Surface brightness of the spine, measured on the cADI-disc image from the fit of a Lorentzian profile. The red and purple shaded areas show the 3σ error in the amplitude of the Lorentzian function fitted to each vertical profile.

The error bar shown in Fig. 8 only includes the measurement error. Although the image was corrected for self-subtraction by applying the iteration technique described in Sect. 3.1, significant self-subtraction could still occur inside $0.8''$, therefore, the brightness inside $0.8''$ should be considered as a lower bound. To overcome this difficulty, we performed forward modelling with an innovative approach.

4. Forward modelling

4.1. Modelling philosophy

We used scattered light disc models to interpret the observed features and to disentangle ADI artifacts from real features. The disc models were generated with the GRaTeR code (Augereau et al. 1999). For each of the seven individual cubes of frames, the disc model is rotated to the appropriate parallactic angles of the initial frames and then subtracted. The resulting cubes are re-reduced using the same PCA algorithm as described previously. The seven reduced images are then combined to obtain one single disc-subtracted image. These steps are repeated iteratively by varying the free parameters of the disc model until a merit function is minimized. The minimization algorithm is a downhill simplex method or amoeba. For each minimization, three different sets of initial conditions were explored, all representing physically acceptable conditions to reduce the risk of finding local minima. We found that all sets agreed within less than 5%. The merit function is a reduced chi squared computed in the part of the image where the disc is detected³. Thalmann et al. (2014) used this forward modelling approach as well to study the disc of LkCa 15.

4.2. Assumptions

We neglected thermal emission over scattering by the dust particles. We discuss this assumption further in Sect. 5 where we show that, even if the thermal emission might not be negligible depending on the exact grain properties (especially their composition), the thermal emission cannot fully dominate the scattered

light above $0.5''$ and the main conclusion concerning the dust distribution will be unchanged. To limit the parameter space, we assumed an azimuthally symmetric distribution of optically thin dust with constant effective scattering cross-section. We used a Henyey-Greenstein phase function, whose single parameter g is not computed from theoretical dust optical properties but is adjusted to the data. We did not attempt to model the warp in a first approach but used a single population model similar to the single dust population presented in Ahmic et al. (2009).

We followed the work of Augereau et al. (2001), called A01 hereafter, who derived the surface density of the parent belt (PB) of planetesimals in the disc from dynamical modelling. Their model locates the PB between 50 and 120 AU and can explain both the surface brightness of the disc in scattered light and its infrared emission. It can also reproduce the recent submillimetric observations at $870 \mu\text{m}$ obtained with ALMA with a resolution of $\sim 0.6''$ (Dent et al. 2014) very well. We therefore assumed a dust distribution matching that of the PB within this range. Beyond a radius $r_{\text{out}} = 115$ AU, we extrapolated the dust surface density with power laws to account for the grains that are blown away by radiation pressure (but still bound to the star) and that populate the regions outside the outer edge of the parent belt. Pantin et al. (1997) argues that the dust density should decrease for distances larger than 117 AU following a power law with an index within the range $[-1.5; -2.3]$ according to visible observations. This is in agreement with theoretical expectations (e.g. Thébaud & Wu 2008). We therefore tested three different laws of indices $p_{\text{out}} = -1.5, -1.7$ and -2.3 . Little is known about the presence of dust within 50 AU. Resolved mid-infrared images by Pantin et al. (1997) and modelling of the spectral energy density by Li & Greenberg (1998) suggest that most of the dust lies beyond 30 AU but do not exclude an inner dust population around 10 AU. This is supported by the work of Okamoto et al. (2004) who revealed what may be several planetesimal belts of amorphous silicate grains. In this context, we consider three different scenarios for the dust distribution within 50 AU. In the first scenario, little dust lies inside 50 AU and the surface density follows that of the PB. In the second and third scenario, the dust surface density follows a power law of index $p_{\text{in}} = 0.5$ and 1.5 respectively.

All in all, we ended up with $3 \times 3 = 9$ models for the dust surface density profile. They are summarized in Fig. 9. We had to further assume a vertical distribution $Z(r, z)$ for the dust to convert our surface density into volume density and compute the scattered light images. To do so, we followed Ahmic et al. (2009) who assumed that the dust vertical volumetric density follows an exponential profile with an exponent $\gamma = 0.5$, a scale height ξ_0 at the radius r_{out} , and a flaring exponent $\beta = 1.5$ so that $Z(r, z) = \exp\left[-\left(\frac{z}{\xi_0(r/r_{\text{out}})^{\beta}}\right)^{\gamma}\right]$.

We observed one degeneracy in the remaining free parameters of the disc. The inclination of the disc i and the anisotropic scattering parameter g are degenerate. More inclined discs require a smaller g parameter to explain the offset and bow of the spine. For this reason, we considered explicitly distinct inclination values i of $89^\circ, 88^\circ, 87^\circ, 86^\circ$, and 85° . We did not consider an edge-on disc ($i = 90^\circ$) because the offset of the spine can only be reproduced assuming anisotropic scattering combined with a slight inclination of the disc. Likewise, we did not explore an inclination below $i = 85^\circ$ because it produces a disc significantly thicker than observed. The remaining free parameters for the model are therefore the PA, ξ_0 , $|g|$, and a flux scaling factor.

³ This region includes 11 363 pixels and the number of free parameters for the model is 4, which brings the number of degrees of freedom for the reduced chi squared to 11359.

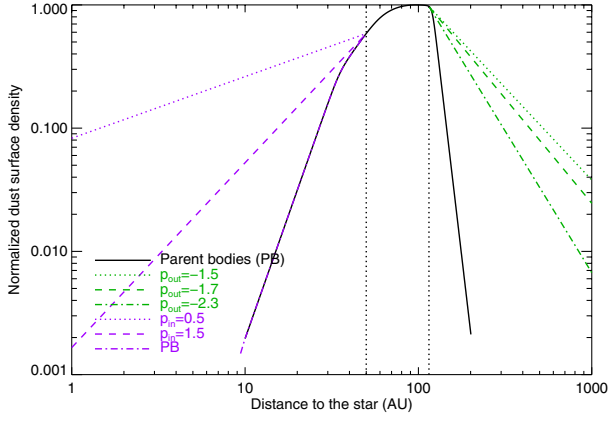


Fig. 9. Description of the dust surface density used in the nine different models, based on the surface density derived by Augereau et al. (2001) for the parent bodies (PB, black line). Each of the nine models is made of three parts delimited by the two vertical dotted lines at 50 AU and 115 AU: an inner region (purple curves) following either a power law or the PB distribution, a common intermediate region following the PB distribution, and an outer region following a power law (green curves).

4.3. Results

We show in Table 3 the best parameters corresponding to the most relevant cases in the $(i, p_{\text{in}}, p_{\text{out}})$ exploration space. They are relatively robust to the different scenarios investigated. The values of the best PA all lie between 30.6° and 30.9° , for instance, and for a given inclination, we observe little dispersion in the parameters $|g|$ and ξ_0 . Overall, the best χ^2 is obtained with an inclination i of 86° , and the three best χ^2 are obtained with an index p_{in} of 1.5, which is an indication that the dust surface density is not as steep as that of the PB within 50 AU. The best model is shown in Fig. 10 (top image), while the middle image shows the disc model after PCA-reduction without noise to illustrate the biases of ADI. We also show the residuals after subtraction of the model from the data (bottom image). Disc residuals are still present in this model-subtracted image inside $1''$, mainly above the apparent midplane, and this will be discussed in the next section.

For all disc models with an inclination $i = 86^\circ$, we observe that an inner dust distribution following that of the PB systematically yields the worst χ^2 , and a value of $p_{\text{in}} = 1.5$ always obtains the best figures of merit. The different values of p_{out} yield very similar results. For a higher inclination of 88° , models are more anisotropic and with larger scale heights. This corresponds to the degeneracy between i and g mentioned earlier and to the fact that a vertically thicker disc is needed when the inclination is closer to edge-on. For such an inclination, we can reasonably rule out the less steep inner dust distribution $p_{\text{in}} = 0.5$ because it systematically leads to a higher χ^2 .

We conclude from this analysis that the PA of the disc as measured within the $3.8''$ field of view lies between 30.9° and 30.6° . This is in agreement with the value of the PA measured from our single-Lorentzian fit: the PA of the disc as measured inside $3.8''$ is greater than that measured at larger distances where the warp component is not detected.

The disc scatters light anisotropically with a value of the Henyey-Greenstein parameter g dependent on the inclination of the disc. For a disc inclined by 89° , a relatively strong anisotropic scattering with $|g| = 0.6$ is necessary to reproduce the bow of the disc. There is a moderate anisotropy ($|g| = 0.4$

Table 3. Parameters corresponding to the best disc models for different fixed values of the inclination i and power law indices p_{in} and p_{out} .

i	p_{in}	p_{out}	PA	$ g $	ξ_0^a (AU)	χ^2
89°	1.5	-1.7	30.7°	0.57	7.9	2.62
88°	0.5	-1.5	30.7°	0.49	8.6	1.49
88°	1.5	-1.5	30.7°	0.45	8.9	1.35
88°	PB	-1.5	30.7°	0.47	8.7	1.38
88°	0.5	-1.7	30.6°	0.49	8.7	1.50
88°	1.5	-1.7	30.8°	0.44	8.6	1.35
88°	PB	-1.7	30.8°	0.47	8.7	1.38
88°	0.5	-2.3	30.6°	0.50	8.5	1.52
88°	1.5	-2.3	30.7°	0.44	8.6	1.36
88°	PB	-2.3	30.8°	0.47	8.6	1.39
87°	1.5	-1.7	30.8°	0.42	8.7	1.31
86°	0.5	-1.5	30.7°	0.33	6.0	1.37
86°	1.5	-1.5	30.9°	0.31	4.9	1.31
86°	PB	-1.5	30.8°	0.30	5.1	1.44
86°	0.5	-1.7	30.7°	0.36	6.3	1.37
86°	1.5	-1.7	30.9°	0.30	5.3	1.31
86°	PB	-1.7	30.8°	0.30	5.3	1.44
86°	0.5	-2.3	30.7°	0.36	6.0	1.36
86°	1.5	-2.3	30.8°	0.36	5.1	1.30
86°	PB	-2.3	30.8°	0.36	4.9	1.43
85°	1.5	-1.7	30.8°	0.22	3.7	1.33

Notes. The other parameters are free. ^(a) Scale height at 115 AU.

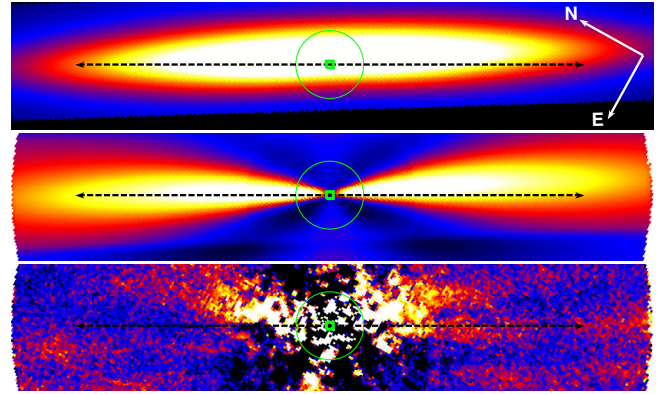


Fig. 10. From top to bottom: initial disc model, disc after PCA reduction without noise, residuals remaining after the disc model was subtracted from the data cubes and the cubes were re-reduced. The colour scale is linear and two times larger for the initial model than for the other two images. The green circles have a radius of $0.4''$ and the black arrows indicate the apparent midplane ($\text{PA} = 29^\circ$) with a total length of $6''$.

to 0.5) for a disc inclined by 88° , and only a slight anisotropy ($|g| = 0.3$ to 0.4) for an inclination of 86° . If this anisotropy is because of the enhanced forward-scattering efficiency of the dust, as is often claimed (Golimowski et al. 2006), then the NW side is the closest to the Earth. These g values are compatible with those derived in the near-infrared for other debris discs, for instance $|g| = 0.3 \pm 0.03$ for HD 181327 (Schneider et al. 2006), and Rodigas et al. (2012) could also explain the bow of HD 15115 detected at L' with an anisotropic scattering parametrized by $|g| = 0.5$.

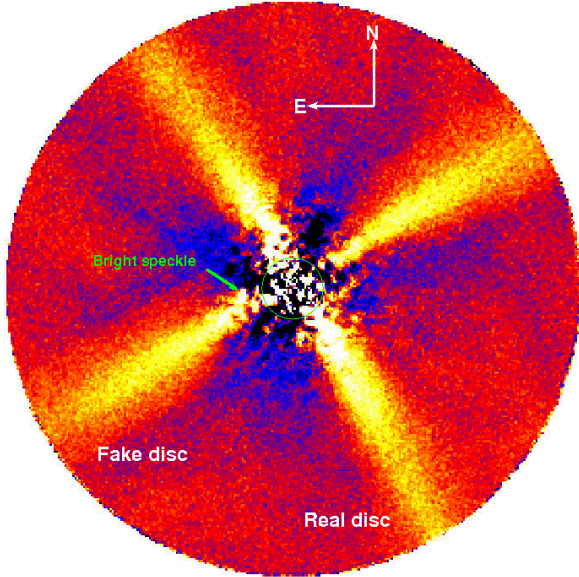


Fig. 11. Image obtained after injection of the best disc model at 90° from the real disc and reducing the data again. The field of view is $3.8''$ and the real disc extends from NE to SW.

5. Discussion

5.1. Possible scenarios to explain the missing flux inside $1''$

To test further the agreement of our models with the data, we injected a fake disc (our best-fit model for $i = 86^\circ$, $p_{\text{in}} = 1.5$ and $p_{\text{out}} = -2.3$) at a PA 90° away from the disc in the data cubes. The result is shown in Fig. 11. Visually, the model looks very similar to the observed disc beyond $1''$ but appears too faint inside that region, as already seen in the model-subtracted image of Fig. 10. Quantitatively, the reduced fake disc is not detected inside $0.5''$ and lacks about 0.3 mag/arcsec^2 at $0.8''$.

We discuss three possibilities to explain the excess emission within $1''$ compared to our best scattered light model:

1. There is more dust inside 20 AU than predicted by our model. This warm dust would therefore enhance the scattered light from the star and could also contribute to thermal emission at L' . Wahhaj et al. (2003) estimate from thermal imaging at $17.9 \mu\text{m}$ that there is indeed an inner ring at 14 AU. Pantin et al. (1997) showed that mid-infrared observations are compatible with a dust depletion around 20 AU, but the surface density could increase again inside 10 AU (see the solid red curve in Fig. 14 described later in Sect. 5.3). Augereau et al. (2001) also proposed a population of hot grains within 20 AU to explain the $12 \mu\text{m}$ flux. Last, interferometric measurements showed that the star exhibits a near-infrared excess at H and Ks (Di Folco et al. 2004; Defrère et al. 2012) that cannot be entirely explained by scattered light from the edge-on disc within the interferometric field of view. All these observations are supported by the fact that none of our models can explain the strong brightness of the disc within $1''$. To investigate this possibility, we used GRaTeR to compute the amount of scattering and thermal emission occurring along the line of sight for our best-fit dust distribution model, assuming two different types of grain populations: porous astronomical silicates

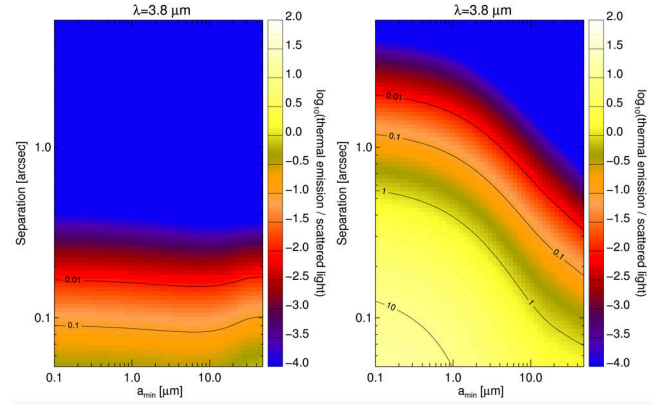


Fig. 12. Flux ratio between the dust thermal emission and the scattered light integrated along the line of sight assuming our best-fit dust distribution and either porous astronomical silicates (left) or the more complex dust aggregates described in the text (right).

(Draine 2003) or more realistic aggregates⁴ made of a silicate core coated by an organic refractory mantle, with water ice partly filling the holes created by the porosity, if the temperature is less than the water sublimation temperature (Augereau et al. 1999). In both cases, the grain size distribution $\frac{dn}{da}$ follows the traditional $a^{-3.5}$ power-law decrease resulting from a collisional cascade with a minimum size a_{min} . The result is shown in Fig. 12. It confirms that porous silicates cannot explain the missing flux because scattering predominates by a factor over 100 beyond $0.2''$. For the population of more complex aggregates, we cannot exclude a contribution of thermal emission dominant up to $0.5''$ and still significant between $0.5''$ and $1''$, especially if the grain population is micronic or sub-micronic, which is expected from the population in the inner 20 AU (Augereau et al. 2001). At $0.8''$, a ratio between thermal emission and scattered light of 0.3 is enough to explain the 0.3 mag missing flux, which is obtained for a grain population of minimum size below $0.8 \mu\text{m}$ (Fig. 12).

2. The Henyey-Greenstein scattering phase function we used does not reproduce the scattering properties of the dust grains well. The theoretical phase function calculated in the frame of the Mie theory, assuming hard silicate spheres of a few microns, predicts a much more peaked forward-scattering behaviour (see for instance Mulders et al. 2013). If we assume the flux within $1''$ is mostly due to forward scattering events occurring around 100 AU, then the scattering phase angles are below 11° , thus well within the range where the Mie theory predicts a strong peak, and this could explain our missing flux. This may also explain why the excess emission in Fig. 10 (bottom) lies above the disc midplane. The scattering phase function is very sensitive to the shape and structure of the grains, however, and it remains to be proven that such theoretical phase functions are realistic for porous fluffy grains that can significantly deviate from a spherical shape (Augereau et al. 1999; Schneider et al. 2006).
3. Our forward modelling approach cannot constrain the dust distribution at short separation. The optimization region where the χ^2 is minimized starts at $0.4''$ or 7.7 AU, so any

⁴ The composition is that of Augereau et al. (2001) with volume ratios of carbonaceous material, astronomical silicates, water ice, and vacuum set to 2:1:6.2:82.5 respectively. References for the optical constants and how the optical properties are computed can be found in Lebreton et al. (2012).

change in the disc brightness or morphology within $0.4''$ does not affect the χ^2 . Pixels at $0.4''$ also have a smaller weight in the χ^2 because the noise is higher at that separation, which could introduce a bias towards more external regions. This explanation alone cannot explain the missing flux observed up to $1''$. An additional explanation might be the fact that the real and fake disc interfere during the star subtraction process, because the field rotation is close to 90° in some data sets. This would reinforce self-subtraction in the inner regions but both the fake and real disc would be similarly self-subtracted, whereas we do not notice a flux change in the real disc between Figs. 11 and 3.

Those three scenarios do not exclude each other. Based on the observational evidence mentioned above, especially the mid-infrared imaging, we favor the first scenario, but a combination of the three is very likely.

5.2. The reality of the ripples

We measured the departure of the spine with respect to the apparent midplane on the fake disc with the same technique as that applied to the real disc, and show the result in Fig. 13 (black solid line). On the same graph, we plot the measurement as performed on the real disc (dashed line), and performed on the initial model (red line).

First, the measurement performed on the fake disc injected at 90° also shows ripples with the same amplitude as those measured on the real disc. Therefore, the ripples detected longwards $1''$ on each extension in Fig. 5 are likely to be caused by the remaining noise. Inside $1''$, the fake disc spine measurements vary significantly before and after PCA reduction. In particular, we also detect a ripple on the left side at about $0.8''$ with more than half the amplitude of that detected on the real disc. This is because of a very bright speckle located at a PA of about 110° (see Fig. 11, green arrow, also visible in Fig. 3), very close to the fake disc PA of 120.8° . This speckle clearly tends to shift the spine of the fake disc upwards, as visible in Fig. 11. We should emphasize that at this separation the reduced fake disc is 0.3 mag fainter than the real disc, so the measurement is more sensitive to the underlying speckle noise. Therefore, the current SNR does not allow us to rule out the fact that the deviation of the spine detected at $0.8''$ might be due to the residual noise. This deviation is, however, twice as large as that induced by remaining speckles and is detected on three of the seven individual images (those with the best SNR), which may not be a coincidence.

Second, we note some significant variations between the departure of the spine as measured on the initial disc model and on the real data. While the value is, on average, close to 0 and 2 AU for the NE and SW side, the slope is too steep for the SW side and not steep enough for the NE side. We will describe this behaviour in more detail in Sect. 5.4 with a two-component disc model.

5.3. Comparison with mid-infrared observations

In mid-infrared around $10 \mu\text{m}$, thermal emission by dust is the dominant process over scattering in the inner 100 AU and observations are not limited by the contrast to the star while they still provide a resolution of 5 AU (Pantín et al. 1997; Okamoto et al. 2004; Telesco et al. 2005). It is therefore relevant to compare the dust distribution derived from our images to that derived from mid-infrared observations. Using observations at $12 \mu\text{m}$ from the TIMMI camera, Pantín et al. (1997) proposed a model

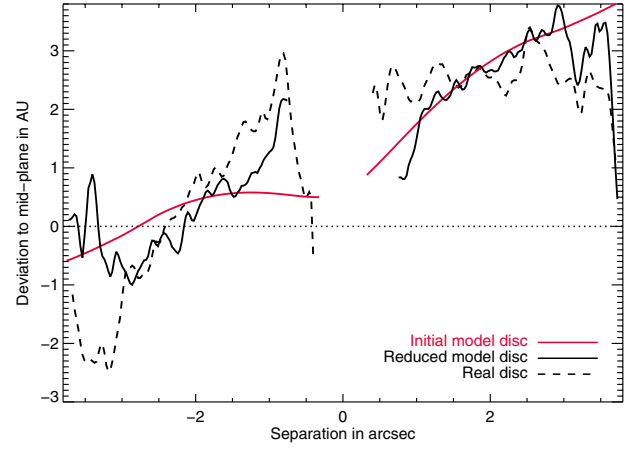


Fig. 13. Departure of the spine with respect to the apparent midplane as measured on the initial disc model (top right image of Fig. 10), on the fake disc injected at 90° (Fig. 11) and on the real disc. NE is to the left for the real disc and SE is to the left for the fake disc.

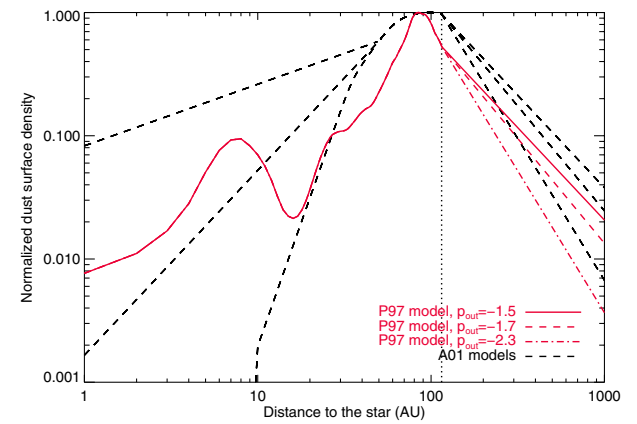


Fig. 14. Comparison between the P97 and A01 models. The vertical dotted line indicates the separation of 115 AU beyond which the dust surface density inverted from the $12 \mu\text{m}$ observations was interpolated with power laws.

of the dust distribution in the inner 100 AU, by inverting the integral equation relating the spatial flux to the dust surface density. Their choice of grain composition and size distribution led to the dust surface density displayed in Fig. 14 (plain red line), later referred to as P97. This profile corresponds to the average between NE and SW surface density presented in Fig. 5 of Pantín et al. (1997), after correcting for the revised distance of β Pictoris of 19.3 pc. Again, building a scattered light image using this distribution requires extrapolating the surface density beyond 100 AU, and we followed the same approach as described previously with different power laws of indices $p_{\text{out}} = -1.5, -1.7, \text{ and } -2.3$. The comparison between the P97 and A01 models is shown in Fig. 14. The dust surface density from P97 models predicts a narrower peak density and varies significantly from our models within the inner 20 AU, predicting more dust within 10 AU than our (A01, $p_{\text{in}} = 0.5$) and (A01, $p_{\text{in}} = 1.5$) models. We chose the same dust vertical distribution as our models, e.g. an exponential profile of index $\gamma = 0.5$, a flaring exponent $\beta = 1.5$, and a scale height ξ_0 at $r_{\text{out}} = 115$ AU, and run our minimization algorithm to subtract the best parametric model from our data. The results are shown in Table 4. The P97 model does not explain the data better than our models with a χ^2 degraded by 3.6% and 14% on average for an inclination of

Table 4. Parameters corresponding to the best disc models following P97, for different fixed values of the inclination i and power-law index p_{out} .

i	p_{out}	PA	$ g $	$\xi_0(\text{AU})$	χ^2
88°	-1.5	31.2°	0.63	8.2	1.48
88°	-1.7	31.2°	0.63	8.2	1.45
88°	-2.3	31.2°	0.61	8.2	1.47
86°	-1.5	31.0°	0.27	4.7	1.57
86°	-1.7	31.0°	0.27	4.4	1.57
86°	-2.3	30.8°	0.26	4.6	1.56

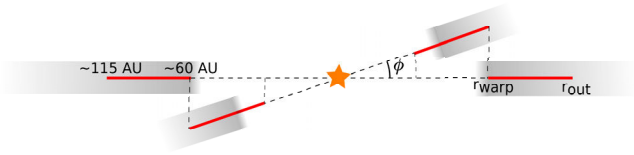


Fig. 15. Schematic of the disc model including a main and warped component. For clarity, the disc is shown edge-on, on a vertical cut. The red line indicates the region where most of the dust would lie in the A01, $p_{\text{in}} = 1.5$ model.

88° and 86°, and the disc-subtracted image still displays some disc residuals within 1". We can conclude that the A01 models better reproduce our observations beyond 0.5" or 10 AU. Moreover, our estimate of the parameters PA, ξ_0 and $|g|$ is robust to the underlying density distribution because we find similar values as in Table 3. Little can be said inside 0.4" on the reality of the rise in dust surface density at about 8 AU in P97 (see Fig. 14) for two reasons: we are probably not dominated by scattering at this separation, especially if such a warm dust population is present, and the exact scattering properties of the dust at small phase angles are still uncertain.

5.4. Disc model with an inner and outer component

Among the various disc parameters compatible with the data, it clearly appears that the PA differs significantly from the value measured in scattered light at larger separations beyond 5". In an attempt to better understand this discrepancy and take advantage of our knowledge of the disc from previous modelling, we used a more sophisticated model to take the warped component of the disc into account. We therefore introduced a two-component model, as sketched in Fig. 15, with a main outer disc and a warped inner disc. We have too limited a field of view and lack a signal from the main outer disc to constrain the surface density of the outer component and lead the same forward modelling approach as for the single-component model presented in Sect. 4.2. This will be the purpose of a future analysis using multiple-wavelength data and scattered-light images with a larger field of view. Instead, we performed a qualitative analysis to understand if this more complex model can better explain the position of the spine. We assumed that the warped inner disc has a surface density identical to our A01, $p_{\text{in}} = 1.5$ model until the separation r_{warp} , and extrapolated with a power law of index $p_{\text{out}} = -1.7$ beyond r_{warp} . The main outer disc surface density is 0 inside r_{warp} and follows our A01, $p_{\text{in}} = 1.5$, $p_{\text{out}} = -2.3$ model beyond.

We further assumed that each of the two components can be described with the same parameters $\beta = 1.5$, $\gamma = 0.5$, inclination $i = 86^\circ$, anisotropy coefficient $|g| = 0.36$ and scale

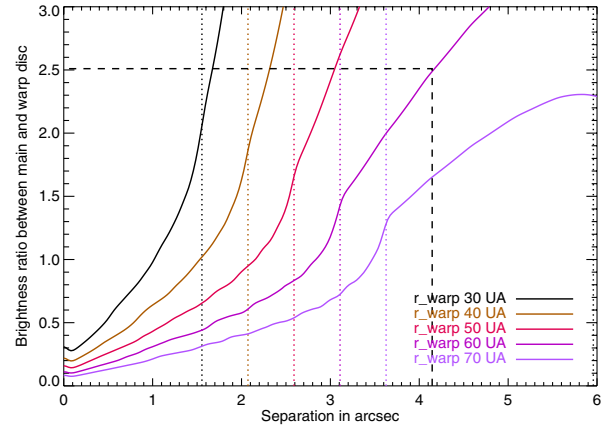


Fig. 16. Brightness ratio between the main outer disc and the warped inner disc for different values of r_{warp} . The dashed line indicates the ratio of 2.5 measured by Golimowski et al. (2006) at 80 AU or 4.15". The vertical dotted lines indicate the different values of r_{warp} .

height $\xi_0 = 5.1$ AU at 115 AU, taken from the best model of Table 3. The specific parameters of each component are:

- for the outer main disc, the inner radius r_{warp} and the PA of 29°;
- for the inner warped disc, the outer radius r_{warp} , and the PA offset by $\phi = 4^\circ$ with respect to the outer component.

In this model, the only free parameters are now the radius r_{warp} and the flux scaling factor. To constrain r_{warp} , we used the flux ratio between the main and the warped disc as measured from the two-component fit of vertical profiles by Golimowski et al. (2006) on the images from the ACS instrument aboard the *Hubble* Space Telescope. A ratio of 2.5 was measured at a separation of 80 AU. If we assume that this ratio does not depend on the wavelength, this translates into a value of r_{warp} of about 60 AU as shown in Fig. 16. Interestingly, Fig. 16 shows us that the main source of emission seen within 2.8" comes from light scattered by the warped disc rather than by the main disc. The brightness ratio between the two components of the disc is indeed smaller than 1 inside 2.8".

Using this model, we then performed our single-Lorentzian fit again after derotating the image by the PA of the main disc, i.e. 29° (Fig. 17). We also display the fit done on each individual components of the model. The black curve shows the same trend as our measured spine, namely an overall offset above the apparent midplane inside 2" with a larger offset on the NE than on the SW extension. We clearly see that the spine position of the double-component model lies in between that of the single-component models and tends to align with that of the main outer component beyond 3". Within 3", the departure of the spine with respect to the apparent midplane is steeper on the NE side than on the SW side, as seen in our data in Fig. 7.

This model also produces a subtle brightness asymmetry of 0.1 mag/arcsec² between the NE and SW extension inside 2". Indeed, the spine position of the main and warped components (green and red curves in Fig. 17) being closer to each other on the SW side, the brightness of the summed contribution is slightly larger on the SW side than on the NE side. This difference is compatible with our measurements and can explain the slight asymmetry noted between 1.5" and 2" in Fig. 8.

All in all, this two-component model can explain the offset and bow of the disc. The presence of the warped component creates an asymmetry with a departure of the spine greater on the NE side than on the SW side, as observed in the data.

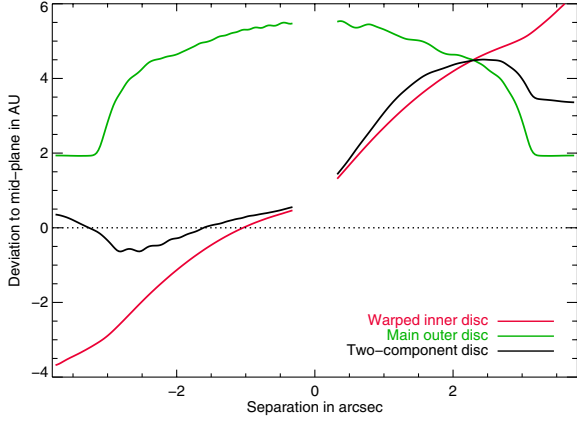


Fig. 17. Departure of the spine with respect to the apparent midplane as measured on a disc model presenting an outer disc aligned with a PA of 29° , plus an inner warped component extending up to 60 AU. The black curve reproduces the behaviour of the measured departure of the spine well, as shown in Fig. 7.

6. Conclusion

1. We have obtained L' -band images of β Pictoris that reveal the disc in its innermost regions inside $1''$ dominated by light scattered from the warped inner component. The surface brightness distribution shows no overall asymmetry between the two extensions of the disc within error bars. The spine is offset and bowed due to anisotropic scattering combined with a small inclination of the disc estimated around 86° . A large ripple is detected in the spine position on the NE side at $0.8''$ with a confidence level of 2σ , although we cannot rule out that it comes from the residual speckle noise. If real, this deviation of the spine might be the sign of a gravitational perturbation. We do not detect any obvious point-source within the disc after subtracting the signal from β Pictoris b, but two aspects should be highlighted. First, the brightness of the disc hinders the detection of faint point-sources. Second, as a result of our strategy to combine multi-epoch data, any planet on an orbit smaller than that of β Pictoris b would smear an arc on the combined image of the seven epochs and its flux would be diluted over more than one resolution element. A paper dedicated to the detection limits on potential planetary companions located in the disc midplane is in preparation. The paper will make use of these combined data sets to go deeper than in Absil et al. (2013) and will be complemented by radial velocity constraints.
2. The observations are compatible with the presence of dust within 10 AU from the star, although degeneracies in the modelling prevents us from accurately constraining the inner dust distribution. Our single-component disc model explains the overall morphology of the disc well. We favour a best model inclined by 86° with an anisotropic scattering coefficient $|g|$ of 0.36. However, this model cannot explain the strong brightness of the innermost parts of the disc inside $1''$. Different scenarios can be proposed to explain why our models fail to predict this strong brightness, the most likely being either that thermal emission starts to be significant inside $0.5''$ or that enhanced forward scattering occurs for small phase angles. Additional observations in scattered light and at shorter wavelengths insensitive to thermal emission, but with a sufficient resolution and contrast to probe the inner $0.5''$ are necessary to disentangle those two scenarios.

3. An investigation of a two-component disc model, mimicking a warped disc extending up to 60 AU and offset by 4° with respect to a main outer disc extending from 60 to 115 AU shows that within $2.8''$ the scattered light mainly comes from the warped inner disc. The measured position of the spine is well reproduced by such a model, especially the bow and offset. A multi-wavelength modelling with a larger field of view is now needed to confirm our understanding of the dust distribution and bring additional constraints on the parameters derived in this study.

Acknowledgements. We would like to thank the referee Dr. A. Brandecker for his constructive comments that helped to significantly improve the quality of the article. J.M. acknowledges financial support from the ESO studentship program and the Labex OSUG 2020 and O.A. acknowledges financial support from a FNRS Research Associate during part of this work. Last, the research leading to these results also received funding from the European Research Council under the European Union’s Seventh Framework Programme (ERC Grant Agreement No. 337569) and from the French Community of Belgium through an ARC grant for Concerted Research Actions.

References

- Absil, O., Milli, J., Mawet, D., et al. 2013, *A&A*, 559, L12
 Ahmic, M., Croll, B., & Artymowicz, P. 2009, *ApJ*, 705, 529
 Amara, A., & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, 427, 948
 Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
 Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A*, 370, 447
 Aumann, H. H. 1985, *PASP*, 97, 885
 Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Baudoz, P., Pantin, E., & Lagrange, A.-M. 2009, *A&A*, 495, 523
 Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
 Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, *A&A*, 528, L15
 Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, *A&A*, 524, L1
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
 Currie, T., Burrows, A., Madhusudhan, N., et al. 2013, *ApJ*, 776, 15
 Defrère, D., Lebreton, J., Le Bouquin, J.-B., et al. 2012, *A&A*, 546, L9
 Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, 343, 1490
 Di Folco, E., Thévenin, F., Kervella, P., et al. 2004, *A&A*, 426, 601
 Draine, B. T. 2003, *ApJ*, 598, 1017
 Esposito, T. M., Fitzgerald, M. P., Graham, J. R., & Kalas, P. 2014, *ApJ*, 780, 25
 Golinowski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E., et al. 2006, *AJ*, 131, 3109
 Kalas, P., & Jewitt, D. 1995, *AJ*, 110, 794
 Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
 Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21
 Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
 Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
 Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, *A&A*, 546, A38
 Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
 Li, A., & Greenberg, J. M. 1998, *A&A*, 331, 291
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
 Mawet, D., Absil, O., Delacroix, C., et al. 2013, *A&A*, 552, L13
 Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 545, A111
 Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
 Mulders, G. D., Min, M., Dominik, C., Debes, J. H., & Schneider, G. 2013, *A&A*, 549, A112
 Okamoto, Y. K., Kataza, H., Honda, M., et al. 2004, *Nature*, 431, 660
 Pantin, E., Lagage, P. O., & Artymowicz, P. 1997, *A&A*, 327, 1123
 Rodigas, T. J., Hinz, P. M., Leisenring, J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 57
 Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *ApJ*, 650, 414
 Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
 Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1987, in *BAAS*, 19, 829
 Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
 Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 133
 Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6
 Thalmann, C., Mulders, G. D., Hodapp, K., et al. 2014, *A&A*, 566, A51
 Thébaud, P., & Wu, Y. 2008, *A&A*, 481, 713
 Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Ressler, M. E., et al. 2003, *ApJ*, 584, L27

J'évoque dans la conclusion de l'article la non-détection de nouveaux compagnons hormis β Pictoris b dans l'image construite à partir de la combinaison des données. Pour quantifier cet aspect, j'ai calculé les limites de détection pour des objets ponctuels sur les données individuelles ainsi que sur l'image combinée. Pour m'assurer que les pertes de flux sont estimées de manière correcte sur l'image finale qui combine les différentes époques, j'ai mis au point une technique itérative d'injection de fausses planètes, qui adapte le flux de ces planètes d'une itération à l'autre jusque converger vers un flux initial correspondant à une détection à 5σ . Les résultats sont présentés en Figure 3.7, à la fois en magnitude et en masse à l'aide du modèle BT-Settl (Allard et al. 2011). Au-delà de $4''$ le gain est significatif par rapport aux données individuelles. En dessous, le contraste est à peine meilleur que celui des meilleures données, obtenu avec le coronographe AGPM. En terme de masse, on atteint maintenant $0.5M_{\text{Jup}}$ à $1''$ ce qui constitue pour le moment la limite des modèles théoriques de Allard et al. (2011). Notons que je n'ai pas pris en compte une éventuelle dilution du flux due au mouvement orbital d'un compagnon sur les 3 ans d'observation, qui peut être conséquente pour une petite orbite. Ces résultats seront publiés dans un papier en préparation, combinant des limites de détection obtenues par la technique des vitesses radiales par Anne-Marie Lagrange. Ces résultats montrent également qu'en combinant des données indépendantes prises à des époques différentes, on améliore nettement les limites de détection, ce qui ouvre de belles perspectives de travail grâce aux archives de NaCo ou SPHERE.

3.1.4 Simulation dynamique du disque de débris

Une des perspectives évoquées dans l'article précédent concerne la revisite du modèle de disque développé par Augereau et al. (2001) il y a maintenant 13 ans, alors que la planète n'avait pas encore été découverte, et que les données multi-longueur d'onde sur le disque n'étaient pas aussi nombreuses qu'aujourd'hui. En effet dans l'état actuel des connaissances du système, il nous faut maintenant comprendre comment se distribue la poussière créée par des collisions de planétésimaux perturbés gravitationnellement par une planète inclinée et soumise à la pression de radiation d'ampleur différente selon la taille des particules de poussière. Dans ce contexte une simulation dynamique est un outil très intéressant. De plus, il nous faut également traduire cette distribution de poussière en observable aux longueurs d'onde pour lesquelles nous disposons de contraintes, et prendre en compte les effets purement observationnels, pouvant affecter la manière dont une telle observable nous apparait finalement. Nous avons donc proposé avec Anne-Marie Lagrange un projet de stage de Master 2 sur ce sujet, d'une durée de 6 mois, intitulé *Etude multi-longueur d'onde du disque de β Pictoris*. Il s'agit de reproduire les images du disque en lumière diffusée (visible et proche infrarouge) et en lumière thermique (infrarouge moyen et submillimétrique) à partir d'une simulation dynamique du disque de planétésimaux. Pour cela l'étudiante Miriam Keppler a utilisé le code dynamique Swift (Levison & Duncan 1994) qui permet de résoudre numériquement le problème à N corps à l'aide d'un intégrateur symplectique. Les conditions initiales choisies consistent en une population initiale de quelques 2.5×10^4 planétésimaux ponctuels de masse nulle et distribués sur des orbites képlériennes selon une densité de surface qui suit le modèle de Augereau et al. (2001) en accord avec les observations du télescope ALMA (Dent et al. 2014). Ces derniers sont soumis au potentiel gravitationnel de l'étoile centrale et d'une planète de $10M_{\text{Jup}}$ orbitant dans un plan incliné de quelques degrés par rapport au plan des planétésimaux. La simulation à N corps permet de laisser évoluer le système pendant plusieurs Ma et d'enregistrer la position finale des planétésimaux : leur densité surfacique est donnée sur la Figure 3.8 (ligne noire) et leur altitude sur la Figure 3.9.

A l'issue de cette étape, nous générons les particules de poussière produites par les collisions entre planétésimaux. Nous supposons pour cela que chaque planétésimal engendre des particules filles de taille a entre $5\mu\text{m}$ et 1mm , selon une distribution $\frac{dn}{da}$ proportionnelle à $a^{-3.5}$ comme

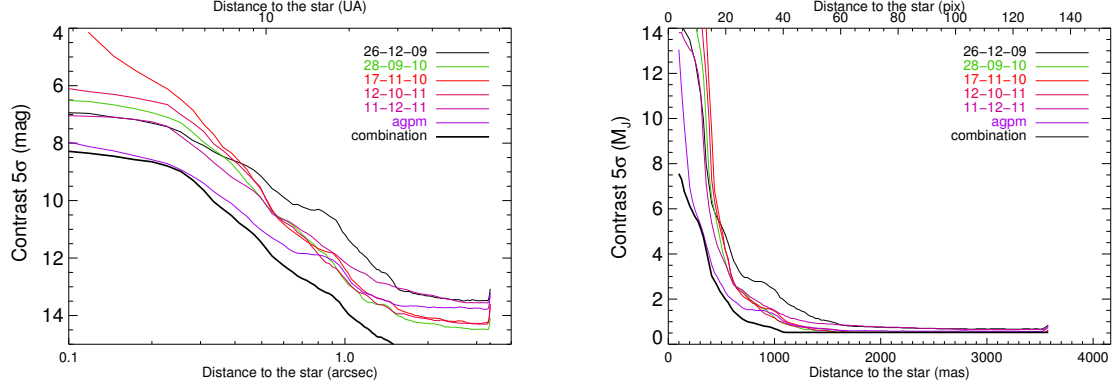


FIGURE 3.7 – *Limites de détection calculés pour des objets ponctuels autour de β Pictoris à partir de 6 jeux de données individuels et leur combinaison.*

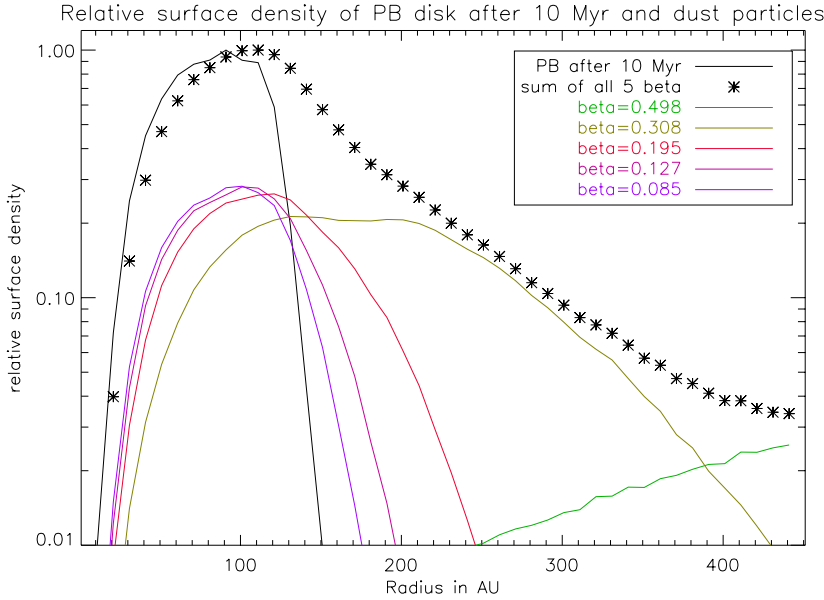


FIGURE 3.8 – *Distribution de planétésimaux (trait noir) et de poussière (croix), après 10Ma (croix), séparés par contribution selon les valeurs de β (traits pleins en couleur).*

attendu pour une cascade collisionnelle à l'équilibre (Dohnanyi 1969). A chaque taille de particule est associé un paramètre β , rapport entre la pression de radiation et la force de gravité agissant sur la particule de poussière (décrit en section 1.3.1). Ce paramètre décrit entièrement l'orbite de la particule de poussière. Pour une valeur supérieure à $\beta_{\max} = \frac{R}{2a} \approx 0.5$ ou R est le rayon à laquelle la particule est produite et a le demi-grand axe de la particule mère, la particule est éjectée du système. Pour une valeur de β inférieure à β_{\max} , la particule décrit une orbite d'autant plus elliptique que β est grand (voir Figure 1.4). Chaque orbite est ensuite peuplée par des particules de poussière et la carte de lumière diffusée ou thermique est calculée à l'aide du code de transfert radiatif Grenoble RAdiative TransFER (GRaTeR) (Augereau et al. 1999). Cette chaîne de simulation a également été appliquée pour la modélisation du disque de débris autour de ζ^2 Reticuli et est décrite en détail dans Faramaz et al. (2014).

Une fois les premières simulations réalisées, Miriam Kepler est venue à l'ESO pour se former avec moi à la réduction de données haut contraste et connaître leur biais. Nous avons ainsi réduit les images issues de la simulation en bande Ks de la même manière que dans Lagrange

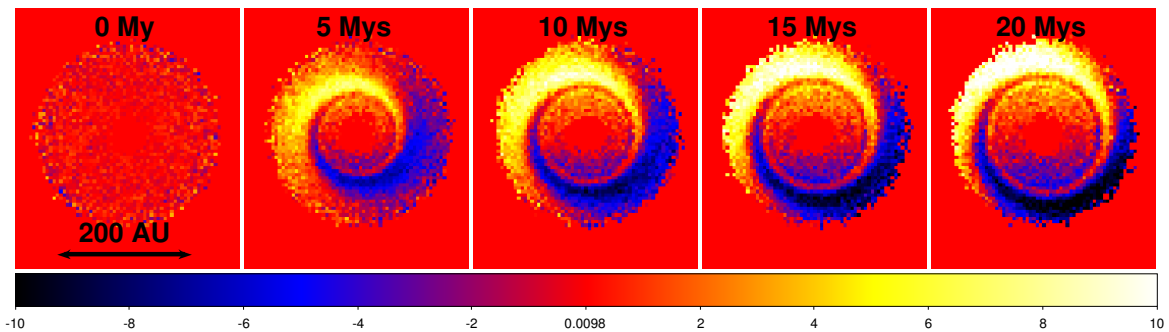


FIGURE 3.9 – Carte de l’altitude moyenne z des planétésimaux en . Initialement alignés dans un plan $z = 0$, les planétésimaux s’alignent avec le plan orbital de la planète incliné à 4° par rapport au plan $z = 0$ et cette perturbation crée une structure spirale qui se propage au fil du temps. Simulation réalisée par Miriam Keppler.

et al. (2012a) et appliqué la même technique de soustraction du disque décrite dans Milli et al. (2014a) pour les images synthétiques en bande L’ afin de les comparer aux données. Une image du disque initial en Ks est donnée en Figure 3.10. Après réduction, les mesures de position de l’épine dorsale des deux disques par la technique de décomposition des profils verticaux en deux profils lorentzien (voir Lagrange et al. (2012a) en annexe B) sont présentées en Figure 3.11. Elles montrent que le disque gauchi est très bien reproduit par la simulation dynamique. Des comparaisons quantitatives avec les observations aux autres longueurs d’onde sont maintenant en cours pour ajuster de manière fine les paramètres initiaux de la simulation et les propriétés des poussières.

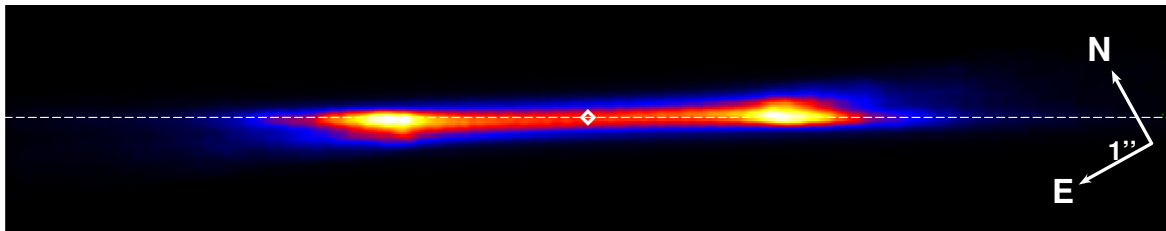


FIGURE 3.10 – Image synthétique du disque en lumière diffusée à $2.15\mu\text{m}$. Le gauchissement observé est créé par l’interaction gravitationnelle de la planète qui incline les planétésimaux et par conséquent les particules de poussière générées par les collisions.

Ce travail révèle les interactions très étroites que doivent entretenir théoriciens et observateurs afin de pouvoir comparer leurs résultats. Alors que ces exigences n’étaient pas aussi fortes par le passé en imagerie directe, les techniques avancées de réduction de données et d’extraction du signal pour détecter des disques aux limites des capacités instrumentales ont aujourd’hui des effets significatifs sur les observables qu’il convient de bien prendre en compte avant de comparer simulations et observations. Cela a été mon rôle dans ce projet, et nous sommes maintenant en train de construire un modèle cohérent d’un point de vue dynamique, collisionnel et de l’émission thermique et diffusée, compatible avec les images de NaCo, Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) et ALMA en ayant pris en compte les biais de chacun. Différents paramètres restent à étudier : d’un point de vue dynamique la masse de la planète et le temps d’évolution du système sont les principaux leviers et d’un point de vue de l’émission en lumière diffusée ce

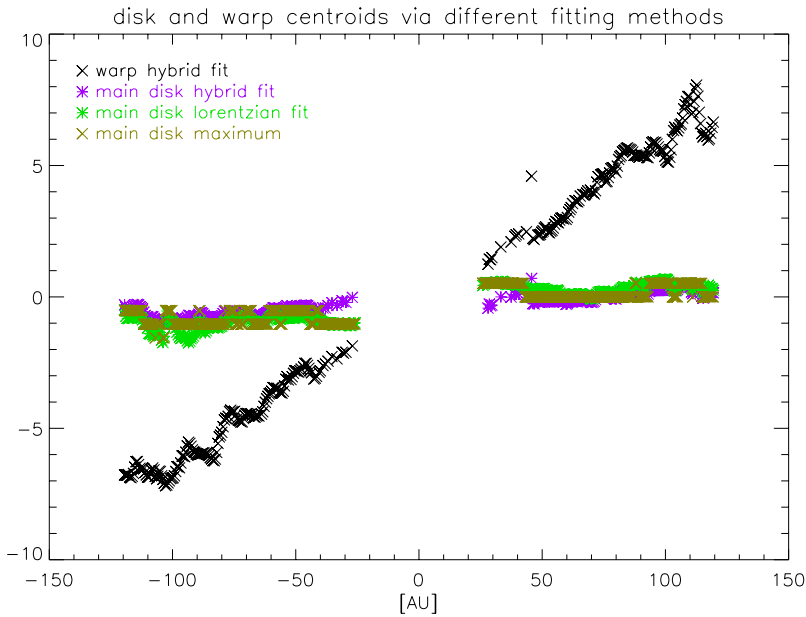


FIGURE 3.11 – Positions verticales de l'épine dorsale du disque principal et du disque secondaire gauche, en , mesurées sur une image synthétique à $2.2\mu\text{m}$ et réduite par *cADI* permettant ainsi une comparaison directe avec les observations (Fig. 4 de [Lagrange et al. \(2012a\)](#) en annexe B).

sont les propriétés optiques des poussières, notamment l'anisotropie de diffusion, et l'inclinaison du système. Au-delà de trouver les meilleurs paramètres compatibles avec nos observations, il sera également très enrichissant de prédire les observables associées à certaines configurations, et ces prédictions pourront être testées dans le futur par des demandes de temps spécifiques sur SPHERE.

3.2 HR 4796, un anneau aux propriétés intrigantes

Très tôt dans mes recherches, le disque de HR 4796 a attiré mon attention de par sa morphologie très structurée qui fait de lui un candidat potentiel pour abriter un système planétaire au même titre que β Pictoris. A ce jour, aucune preuve directe de l'existence de planètes autour de cette étoile n'a néanmoins été révélée.

HR 4796 est une étoile de type spectrale A0V, de la séquence principale, âgée de 8Ma (Stauffer et al. 1995) soit plus jeune que β Pictoris. Elle appartient au groupe mouvant TW Hydra et se situe à 73pc (van Leeuwen 2007). Elle forme un système binaire avec l'étoile HR 4796 B située à 560AU. Son excès infrarouge a été détecté par le satellite IRAS (Jura 1991), et indique une luminosité fractionnelle $\frac{L_{\text{disk}}}{L_{\star}}$ deux fois plus importante que β Pictoris, atteignant 5×10^{-3} , une des plus fortes valeurs pour un disque de débris.

Les premières images résolues du système sont obtenues dans l'infrarouge thermique (Koerner et al. 1998; Jayawardhana et al. 1998) et révèlent un disque de poussière orienté dans la direction de HR 4796B. Le disque est ensuite résolu en lumière diffusée à l'aide de l'instrument NICMOS sur HST (Schneider et al. 1999) et avec OA depuis le sol (Augereau et al. 1999; Thalmann et al. 2011; Lagrange et al. 2012b; Wahhaj et al. 2014). Il se caractérise par un anneau très fin incliné de 75.8° , situé à environ 75AU et observé sous un angle de position de 26.8° . Une modélisation est entreprise très tôt par Augereau et al. (1999) qui permet d'expliquer la SED du disque en faisant appel à deux populations de poussière : une population froide responsable de l'anneau observé en lumière diffusée et thermique et composée de grains poreux amorphes, mélange de silicates, matériel carboné et glace d'eau, ainsi qu'une population de poussière cristalline plus chaude et plus proche de l'étoile, non résolue à ce jour.

Mes travaux sur ce disque concernent la morphologie de l'anneau, les contraintes sur la présence de perturbateurs gravitationnels, l'étude des propriétés de la poussière à partir de données polarimétriques et de données à différentes longueurs d'onde.

3.2.1 La morphologie de l'anneau

Nous avons mené avec Anne-Marie Lagrange une étude sur la morphologie de l'anneau (Lagrange et al. 2012b). Cette étude repose sur des observations réalisées dans la bande L' , complétées par des simulations dynamiques réalisées par Philippe Thébaud. Elle est présentée en annexe D. Les principaux résultats auxquels mes travaux ont mené sont résumés ici. Ces données en bande L' m'ont également permis une caractérisation des grains par comparaison avec d'autres longueurs d'onde et cela est présenté en section 3.2.3.

Ces images révèlent pour la première fois le disque dans la bande L' . Comme pour l'étude précédente sur le disque de β Pictoris, différentes réductions ont été réalisées (Figure 3.12), j'y ai notamment appliqué les techniques de masquage en cADI et LOCI détaillées dans Milli et al. (2012). Nous avons choisi de combiner les images correspondant à des observations de deux nuits successives. Toutes les réductions révèlent un anneau très fin, à peine résolu puisque la largeur à mi-hauteur de la FEP est de 4.1px et la largeur de l'anneau a été évaluée à 5.7px. Suivant la technique employée par Thalmann et al. (2011) et Schneider et al. (2009), j'ai effectué un fit d'ellipse sur les images afin de déterminer les meilleures paramètres de l'ellipse qui décrit le disque. Les résultats présentés dans le tableau 3 de l'annexe D indiquent un disque de demi-grand axe $78 \pm 0.3\text{AU}$ incliné de $75.3^{\circ} \pm 0.15^{\circ}$ en supposant le disque parfaitement circulaire et en attribuant son ellipticité apparente à son inclinaison par rapport à la ligne de visée. Ses résultats sont en accord avec les mesures précédentes à plus courte longueur d'onde, en bande H (Thalmann et al. 2011) ou dans le visible (Schneider et al. 2009). Nous avons également confirmé l'offset du centre du disque, évalué ici à $22.8 \pm 6.5\text{mas}$ selon le demi-grand axe vers le Nord-Est (soit $1.7 \pm 0.5\text{AU}$) et $7.6 \pm 5.7\text{mas}$ selon le demi-petit axe vers le Nord-Ouest (soit

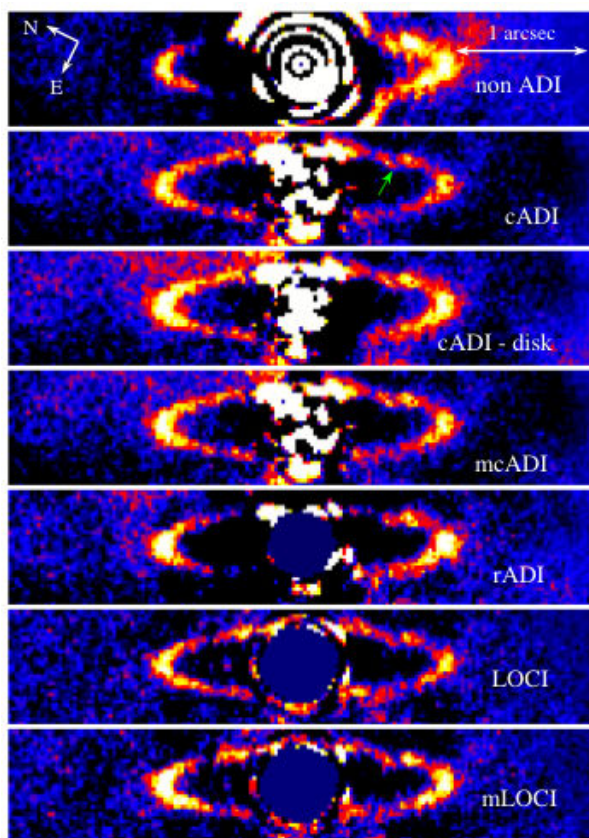


FIGURE 3.12 – Images du disque autour de l'étoile HR 4796 obtenues à partir de différentes réductions et de la combinaison de deux époques (Lagrange et al. 2012b). La flèche verte indique une distorsion du disque détectée sur toutes les réductions.

2.2 ± 1.6 AU en déprojetant cette distance). L'offset selon le demi grand-axe confirme là aussi les mesures précédentes, par contre celui selon le demi petit axe a été évalué deux fois plus grand par Thalmann et al. (2011). Des mesures ultérieures avec des données plus précises de l'instrument Near Infrared Coronagraphic Imager (NICI) ne confirment pas d'offset selon cet axe (Wahhaj et al. 2014) et indiquent un offset dans la direction de l'angle de position du disque et d'amplitude 16.7 ± 1.3 mas soit 1.2 ± 0.1 AU.

Un examen minutieux révèle un écart à un ellipsoïde parfait dans la région comprise entre un angle de position de 220° et 235° entre 510 et 750 mas, indiqué par une flèche verte sur la Figure 3.12. Une telle structure avait déjà été notée par Thalmann et al. (2011) dans les images en bande H et est également présente dans les données visible de Schneider et al. (2009) bien que ce dernier ne le mentionne pas.

Le profil de brillance du disque est asymétrique par rapport au demi petit axe, le côté Nord-Est étant environ 30% plus brillant que le côté Sud-Ouest. Cette asymétrie avait déjà été constatée, à la fois en lumière diffusée (Schneider et al. 1999; Debes et al. 2008; Schneider et al. 2009; Thalmann et al. 2011) et en lumière thermique (Wahhaj et al. 2003; Moerchen et al. 2011). L'origine de cette asymétrie est encore débattue : (Moerchen et al. 2011) montre que cela peut être expliqué par le mécanisme d'éclat du péricentre (en anglais pericenter glow) : les régions du disque plus proche de l'étoile sont plus chaudes donc émettent davantage à la fois en lumière diffusée et thermique, et par ailleurs la vitesse des particules est également plus importante au péricentre qu'à l'apocentre d'après les lois de Kepler, ce qui produit davantage de collisions et donc augmente localement la densité de particules. Les observations récentes de NICI (Wahhaj et al. 2014) confirment l'asymétrie mais les conclusions des auteurs indiquent que ce mécanisme n'est pas suffisant pour l'expliquer.

Un deuxième aspect particulièrement intrigant concerne la pente des profils de brillance. En

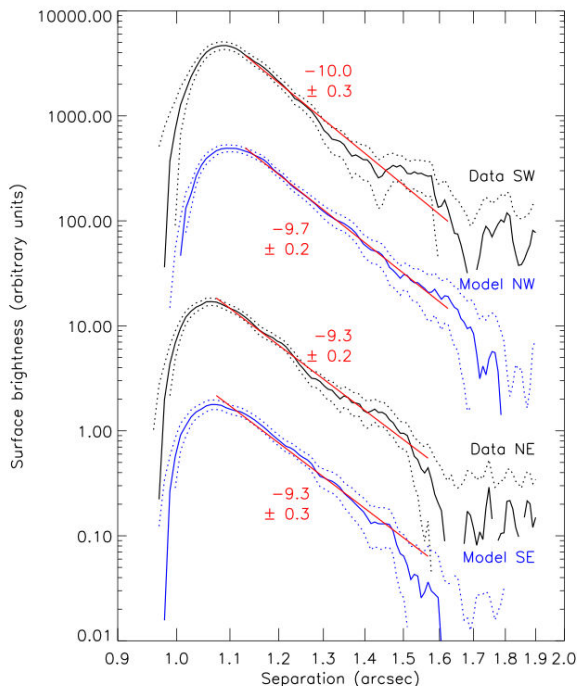


FIGURE 3.13 – Profils de brillance mesurés le long du demi grand axe pour les observations et des modèles de disques (Thalmann et al. 2011). Les valeurs en rouge indiquent la mesure de la pente du profil, donnée par une régression linéaire entre $1.1''$ et $1.6''$.

effet, les modèles théoriques d'une cascade collisionnelle produisant des particules de poussière indiquent une décroissance du profil radial de brillance selon une loi exponentielle d'indice -3.5 à -5 selon les hypothèses régissant la production des poussières (Lecavelier Des Etangs et al. 1996; Thébaud & Wu 2008). Or les mesures de Thalmann et al. (2011) indiquent ici une décroissance selon un indice d'environ -10 . La Figure 3.13 indique le résultat de ces mesures à la fois sur les images réelles et sur un modèle de disque ayant une pente initiale $\alpha_{\text{out}} = -10$ sur la densité volumique de poussière.

Nos images en bande L' ne permettent pas d'effectuer la même mesure de pente du profil en raison de la faible plage dynamique (facteur 10 seulement) dont nous disposons. Le disque est en effet très fin (de 5 à 6 px) et sa brillance plonge très rapidement au niveau du bruit, ce qui nous empêche de réaliser une régression comme le font Thalmann et al. (2011). Déjà rencontrée pour l'étude de β Pictoris, cette difficulté provient de la spécificité de la bande L' concernant le fond de ciel très brillant. Nous avons donc développé une méthode alternative permettant d'apporter un éclairage à cette question. Le principe est de générer deux disques synthétiques, l'un ayant une pente $\alpha_{\text{out}} = -10$, l'autre une pente $\alpha_{\text{out}} = -4$ représentant le cas d'un disque dont la dynamique des grains est dominée par la pression de radiation (Augereau et al. 2001). Les profils correspondants sont comparés ensuite au profil réel mesuré sur les données (figure 3.14). Cette comparaison indique clairement qu'une pente $\alpha_{\text{out}} = -4$ est incompatible avec nos observations.

Un détail morphologique observé par Thalmann et al. (2011) a donné lieu à une discussion : une hausse de la brillance dans les anses du disque par rapport aux autres directions azimuthales, qualifiée de "streamer". Le terme prête en fait à confusion car il ne s'agit en aucun cas d'une asymétrie azimuthale du disque avec une pente de brillance plus faible dans les anses que dans les autres directions, mais simplement d'un biais de la réduction des données, bien mis en évidence dans Milli et al. (2012). Les données en bande L' ne montrent pas cette hausse de brillance dans les anses, et pour cause : la rotation de champ est de plus de 75° et la dynamique est limitée, contrairement aux données de Thalmann et al. (2011) qui disposent de seulement 23° de rotation et d'une bien meilleure dynamique inhérente aux observations en bande H. Pour tirer au clair

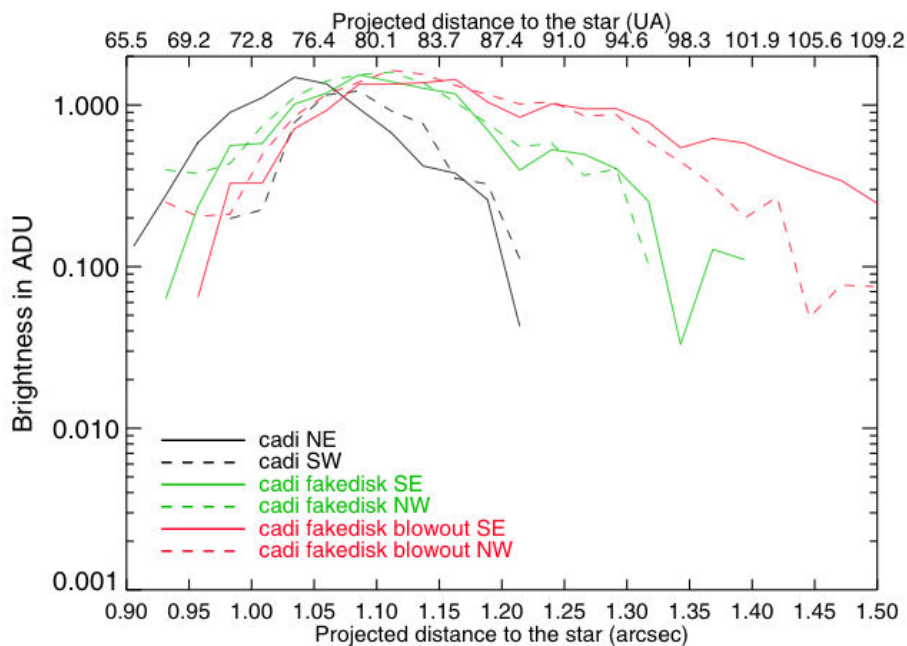


FIGURE 3.14
 – profils de
 brillance selon
 le demi grand
 axe (Lagrange
 et al. 2012b)
 mesurés sur les
 données (courbes
 noires) ou sur
 des disques si-
 mulés injectés
 dans les don-
 nées avec une
 pente de dis-
 tribution volu-
 mique des grains
 $\alpha_{out} = -10$
 (courbes vertes)
 ou $\alpha_{out} = -4$
 (courbes rouges).

cette observation, nous avons reproduit la rotation de champ de 23° et montré que des structures comparables à ces streamers étaient bel et bien produites dans ce cas (voir à ce sujet la Figure 8 de l'article présenté en section 2.3.2).

3.2.2 Contraintes sur des perturbateurs gravitationnels potentiels

La morphologie intrigante présentée dans la section précédente invite logiquement à enquêter sur la présence de perturbateurs gravitationnels qui pourraient être à l'origine de ces structures (Krivov 2010). C'est le deuxième objectif de l'article, et la principale motivation du choix de la bande L' , pour laquelle la sensibilité à des objets de faible masse est meilleure.

J'ai donc dans un premier temps établi les limites de détection en employant la méthode d'injection de planètes artificielles qui permet de calibrer les pertes de flux dues à l'ADI (Bonney et al. 2011). Nous avons choisi de garder des cartes de contraste en deux dimensions, plutôt que de montrer uniquement des courbes de contraste à une seule dimension, puisque la présence du disque dégrade la sensibilité dans les régions où celui-ci est particulièrement brillant (Figure 3.15). Comme je l'ai montré en Figure 18 de l'article présenté en section 2.3.2, les pertes de flux qui affectent une planète peuvent varier selon la position de celle-ci, et être plus importante si la planète est proche du bord du disque en raison des zones négatives dues à l'ADI sur le disque. Calibrer cet effet reviendrait à créer une carte de perte de flux, c'est-à-dire injecter autant de planètes artificielles que de pixels dans l'image, alors que la carte présentée Figure 3.15 ne prend en compte qu'une dépendance radiale de la perte de flux. Nous avons décidé de traiter en détail cet aspect uniquement selon une direction privilégiée le long du demi-grand axe (Figure 11 et 13 en annexe D).

Les données ne révèlent aucune source ponctuelles à plus de 5σ , mais elles permettent de contraindre la masse de perturbateurs gravitationnels potentiels qui seraient responsables du décentrage du disque et/ou de la pente très forte du bord interne ainsi que de celle du bord externe.

1. Concernant le décentrage du disque, deux hypothèses sont envisagées. Il peut être lié à

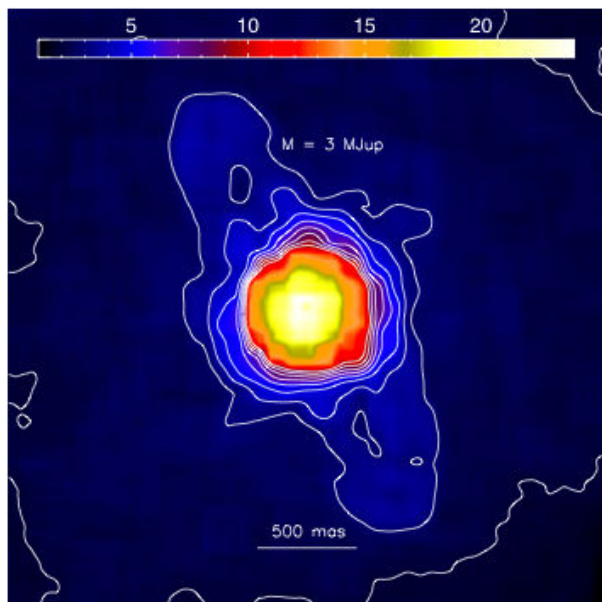


FIGURE 3.15 – *Limites de détection en masse de Jupiter autour de l'étoile HR 4796, basées sur la carte de contraste après réduction cADI, la calibration des pertes de flux et les modèles d'évolution COND03 (Baraffe et al. 2003). Les isocontours vont de 2 à 10 M_{Jup} par pas de $1M_{Jup}$*

la présence d'un compagnon substellaire à très courte séparation qui décale le centre de masse du système, ou à un compagnon planétaire sur une orbite excentrique qui sculpte alors le bord interne du disque en lui donnant une forme elliptique.

- Dans le premier cas, des données complémentaires obtenues avec la technique de masquage de pupille, ou Sparse Aperture Masking (SAM) permettent d'exclure la présence de compagnons suffisamment massifs pour décaler le centre de masse du système. A titre d'exemple, cette technique est sensible à des compagnons de plus de $29M_{Jup}$ à plus de 80mas d'après les modèles d'évolution de COND03 (Baraffe et al. 2003).
 - Alternativement, si le décentrage apparent est créé par un compagnon sur une orbite excentrique sa masse peut également être contrainte. Il existe des travaux théoriques de Wisdom (1980) qui donnent la largeur δa de la zone chaotique créé par une planète de masse M_p orbitant une étoile de masse M_s à une distance a : $\frac{\delta a}{a} = 1.3 \left(\frac{M_p}{M_s} \right)^{2/7}$. Ainsi, si le bord interne du disque est sculpté par une planète, alors la distance δa au bord et sa masse M_p vérifient cette expression, et plus la planète est massive plus sa distance au bord interne du disque est grande, nous permettant à l'aide des limites de détection obtenues précédemment de contraindre l'espace de paramètres (a, M_p) . L'illustration de cet exercice est donné en Figure 3.16 (à gauche) et a été répétée dans le cas d'une planète sur une orbite d'ellipticité 0.1 (à droite) avec la formule théorique de Mustill & Wyatt (2012).
2. Dans le cas du bord externe, nous n'avons pas exploité nos observations en bande L' en raison de leur faible dynamique, mais avons utilisé les profils de Schneider et al. (2009), complétées par des simulations dynamiques réalisées à l'aide du code DyCoSS (Thébault 2012) pour conclure à la compatibilité entre le profil radial et la présence d'une planète de $8M_{Jup}$ qui sculpterait le bord externe. Selon nos limites de détection, une telle planète aurait été détectée partout sauf proche du demi-petit axe, ce scénario est donc compatible avec nos observations. Notons qu'une simulation sans planète, absente de l'article, a été réalisée ultérieurement et publiée dans Thébault et al. (2012, présenté en Figure 3.17). Les résultats montrent que le scénario sans planète reste toujours marginalement compatible avec les données même si une planète de $8M_{Jup}$ donne le meilleur fit du profil.

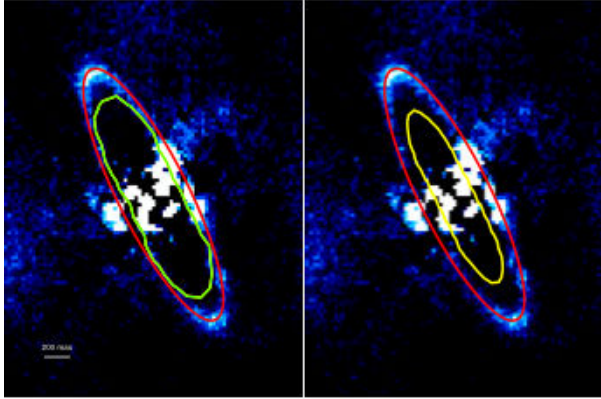


FIGURE 3.16 – La zone située entre l’ellipse verte et rouge indique la position possible d’une planète dont la masse serait en dessous des limites de détection et qui serait responsable du bord interne très pentu du disque. L’image de gauche suppose une orbite circulaire et celle de droite une excentricité de 0.1

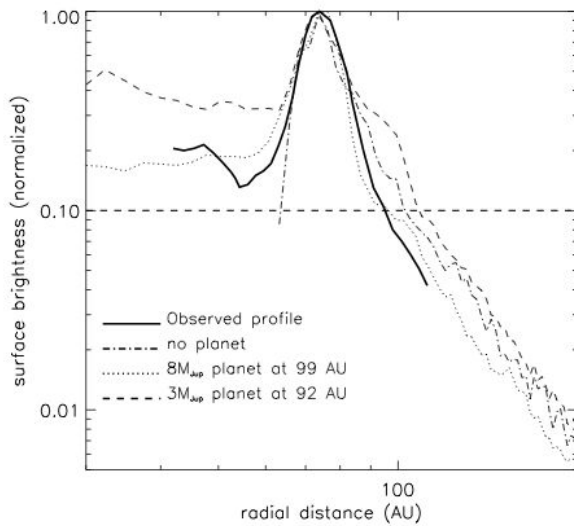


FIGURE 3.17 – Profils de brillance résultant de simulations dynamiques pour expliquer la pente de brillance externe du disque, présentés dans [Thébaud et al. \(2012\)](#) en correction de la Figure 18 de [Lagrange et al. \(2012b\)](#).

Ces conclusions invitent donc à réobserver cette cible avec une meilleure résolution angulaire et une meilleure dynamique pour tester ces hypothèses, ainsi qu'à sonder la présence de gaz avec ALMA dont la présence peut également générer une telle morphologie (Lyra & Kuchner 2013).

3.2.3 Une asymétrie frappante en polarimétrie

L'étude précédente illustre bien l'apport que constitue l'étude de la poussière pour contraindre la présence potentielle de planètes. Pour progresser davantage dans la compréhension de ce système, plusieurs voies sont possibles.

- On peut réobserver le système avec NaCo à la même longueur d'onde, la plus sensible aux objets de faible de masse, pour améliorer les limites de détection des objets ponctuels et ainsi valider ou infirmer la présence de perturbateurs gravitationnels. Pour cela on peut demander davantage de temps de télescope, voire combiner les données de plusieurs époques comme cela a été fait pour β Pictoris, ou utiliser une stratégie d'observation plus efficace à courte séparation, comme par exemple l'emploi du coronographe AGPM ou la technique de soustraction de référence évoquée en section 2.2.4. C'est l'objet de plusieurs demandes de temps sur NaCo qui n'ont jusqu'alors pas été exécutées en raison de l'indisponibilité de l'instrument après l'arrivée de l'instrument Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) sur l'UT3. La dernière demande que j'ai effectuée pour la période P94 qui débute en octobre 2014 est indiquée en annexe E. Les détails de la configuration instrumentale et des résultats espérés y sont détaillés.
- On peut également caractériser les propriétés de la poussière à l'aide de la polarimétrie et dans le même temps révéler son extension spatiale dans des régions qui ne peuvent pas être sondées en ADI en raison de leur proximité à l'étoile centrale. Ce fut l'objet d'une demande de temps (voir en annexe F) qui a été acceptée et réalisée en avril et mai 2013. Ces observations ont permis la première détection à haut SNR du disque de débris en polarisation, résumée dans un article actuellement en cours de correction.

L'article est présenté ci-dessous. Outre les nouvelles observations polarimétriques, il revisite également des données de l'archive NICMOS et les données NaCo en bande L' présentées précédemment. Les observations sont complétées par une modélisation du disque à l'aide du code de transfert radiatif MCFOST (Pinte et al. 2006, 2009). Cette étude a d'ailleurs été l'occasion de me former à ces techniques de modélisation.

Parmi les nouvelles observations polarimétriques présentées ici, le disque est détecté en bande Ks en lumière polarisée. J'ai ensuite réduit des données d'archive provenant de HST/NICMOS à la même longueur d'onde, pour obtenir l'intensité totale du disque et déduire la fraction polarisée. En bande L' , le disque n'est pas détecté, en raison des performances dégradées du mode polarimétrique à cette longueur d'onde et de la stratégie d'évaluation du ciel (fréquence d'images de ciels insuffisante). L'étude de la morphologie du disque en bande Ks confirme les asymétries observées en lumière non polarisée : le décalage du centre du disque et la brillance plus importante de l'anse Nord-Est par rapport à l'anse Sud-Est. Elle révèle surtout une nouvelle asymétrie qui constitue le coeur de l'article : en lumière polarisée, le côté Nord-Ouest du disque apparaît très brillant alors que le côté Sud-Est n'est pas détecté. Une telle asymétrie n'était pas attendue. En effet, en intensité, les images en lumière diffusée du visible jusque $2.2\mu\text{m}$ montrent un disque faiblement anisotropique, le côté Sud-Est étant légèrement plus brillant. Ces observations avaient donc mené à la conclusion que le côté Sud-Est est incliné vers la Terre. Pour explorer des propriétés optiques des poussières qui pourraient expliquer ces observations, j'ai calculé l'émission en lumière diffusée du disque pour une grille de modèles ayant différentes compositions de grains, distribution de taille, taille minimale et porosité avec MCFOST. J'ai choisi de partir du modèle présenté dans Augereau et al. (1999), qui permettait d'expliquer la

SED du disque jusqu'à $870\mu\text{m}$ et les images résolues dans l'infrarouge thermique. J'ai exploré une grille de paramètres autour de ce modèle, en utilisant la théorie de Mie et celles des sphères creuses (connue sous le nom de théorie DHS pour distribution of Hollow Spheres [Min et al. 2005](#)). Je démontre qu'aucun modèle ne parvient à rendre compte d'une telle inversion de brillance entre lumière non-polarisée et polarisée, quelque soit l'hypothèse adoptée pour le côté du disque orienté vers la Terre. Les deux théories prédisent une anisotropie de diffusion très forte en intensité, étant donné que les particules ont des tailles supérieures à $5\mu\text{m}$, qui est incompatible avec les données, ce qui suggère que l'hypothèse de grains sphériques inhérente à la théorie de Mie n'est pas valable pour la poussière de HR 4796 constituée vraisemblablement selon la modélisation de la SED et l'analyse de la fraction polarisée d'aggrégats poreux. Même si la théorie des sphères creuses, censée mieux représenter des particules irrégulières, ne permet pas non plus d'expliquer les observations, elle donne toutefois de meilleurs résultats, confirmant ainsi cette interprétation. D'un point de vue observationnel, je présente les avancées qui pourront être réalisées avec SPHERE, GPI et ALMA sur la nature des grains. Cet article est d'ailleurs concomitant avec la publication des premiers résultats astrophysique sur les disques par l'équipe de GPI qui ont choisi HR 4796 pour illustrer les performances du mode polarimétrique en bande Ks ([Perrin et al. 2014](#)). Leurs observations confirment celles réalisés ici avec NaCo, notamment concernant l'asymétrie de brillance en polarisation et la mesure de la fraction polarisée. Elles ne lèvent pas le mystère sur le comportement de diffusion de la poussière mais propose une hypothèse distincte d'épaisseur optique atteignant une à quelques unités. Ce disque est donc encore loin d'avoir livré tous ses secrets concernant la physique des grains qu'il contient et SPHERE sera un acteur majeur dans les prochains chapitres de cette étude.

New constraints on the dust surrounding HR 4796 A

J. Milli^{1,2}, D. Mawet², C. Pinte^{3,1}, A.-M. Lagrange¹, D. Mouillet¹, J. H. Girard², J.-C. Augereau¹, J. De Boer², L. Pueyo⁴, and É. Choquet⁴

¹ Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France
CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France
e-mail: julien.milli@obs.ujf-grenoble.fr

² European Southern Observatory (ESO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile

³ UMI-FCA, CNRS/INSU France (UMI 3386), and Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D Santiago, Chile

⁴ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore MD 21218, USA

Submitted to Astronomy & Astrophysics, March 31, 2014

ABSTRACT

Context. HR 4796A is surrounded by a well-structured and very bright circumstellar disc shaped as an annulus with many interesting features: very sharp inner and outer edges, brightness asymmetries, center offset and suspected distortions in the ring.

Aims. We aim to constrain the properties of the dust surrounding the star HR 4796A, in particular the grain size and composition. We also want to confirm and refine the morphological parameters derived from previous scattered light observations, and reveal the dust spatial extent in regions unexplored so far due to their proximity to the star.

Methods. We have obtained new images in polarized light of the binary system HR 4796A and B in the Ks and L' band with the NaCo instrument at the Very Large Telescope (VLT). In addition, we revisit two archival data obtained in the L' band with that same instrument and at 2.2 μ m with the NICMOS instrument on the Hubble Space Telescope. We complement these observations with simulations using the radiative transfer code MCFOST to investigate the dust properties. We explore a grid of models with various dust composition and sizes.

Results. We detect the disc in polarized light in the Ks band and reveal for the first time the innermost regions down to 0.3'' along the minor axis. We measure a polarized fraction of 29% \pm 8% in the two disc ansae, with a maximum occurring more than 13° westwards from the ansae. A very pronounced brightness asymmetry between the North-West and South-East side is detected. This contradicts the asymmetry previously reported in all images of the disc in unpolarized light at wavelengths smaller than or equal to 2.2 μ m and is inconsistent with the predicted scattered light from spherical grains using the Mie theory.

Key words. Instrumentation: high angular resolution - Stars: planetary systems - Stars: individual (HR 4796) - Instrumentation: Polarimeters - Scattering

1. Introduction

With a disc fractional luminosity of 5×10^{-3} , HR 4796 A is one of the brightest cold debris disc systems among main-sequence stars. It is an A0V star located at 72.8 ± 1.7 pc. Together with HR 4796B, it forms a binary system with a projected separation of 560 AU. The dust was resolved at mid-infrared wavelengths (Koerner et al. 1998; Jayawardhana et al. 1998), at near-infrared wavelengths with NICMOS on the Hubble Space Telescope (HST) (Schneider et al. 1999) and from the ground, with adaptive optics (AO) (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 1999; Thalmann et al. 2011; Lagrange et al. 2012b; Wahhaj et al. 2014). It was also resolved at visible wavelengths with HST/ACS Schneider et al. (2009). The disc is confined to a narrow ring located at about 75AU, seen with a position angle (PA) of 26.8° and inclined by 75.8° with respect to pole-on. In the optical, the East side (both North and South) was seen brighter than the West side with a 99.6% level of confidence (Schneider et al. 2009), which had led to the conclusion that the East side was inclined towards us with the common assumption of preferentially forward-scattering grains. Early modelling (Augereau et al. 1999) showed that two components are needed to explain the spectral energy distribution (hereafter SED) up to 850 μ m and

the resolved images up to thermal IR: a cold one, corresponding to the dust ring observed in scattered light, probably made of icy and porous amorphous silicate grains, plus a hotter one, with properties more similar to cometary grains, closer to the star. The need for the secondary component was debated by Li & Lunine (2003) but thermal images between 8 and 25 μ m with improved spatial resolution confirmed the presence of hot dust within \approx 10 AU from the star (Wahhaj et al. 2005). More recent measurements of the far-infrared excess emission with APEX (Nilsson et al. 2010) and Herschel (Riviere-Marichalar et al. 2013) confirmed the presence of the cold dust component and could constrain its mass. The dust mass in grains below 1 mm was estimated to 0.146 M_{\oplus} using the flux density at 870 μ m by Nilsson et al. (2010).

The high-angular resolution images of this system show that the disc ring is very narrow, with steep inner and outer edges, that were tentatively attributed to the truncation by unseen planets (Lagrange et al. 2012b). The morphology along the semi-minor axis of the disc, at about 0.3'', is poorly constrained, either because of the size of the coronagraph masking this inner region, as in Schneider et al. (2009) and Wahhaj et al. (2014), or because of the star-subtraction algorithm, i.e. angular differential imaging (ADI, Milli et al. 2012), that also removes much of the disc

flux at such a short separation as in Thalmann et al. (2011) and Lagrange et al. (2012b). Polarimetric differential imaging (hereafter PDI) is very efficient to suppress the stellar halo and reveal any scattered light down to $0.1''$. It is based on the fact that the direct light from the star is unpolarized while the light scattered by the dust grains of the disc shows a linear polarization. This technique was successfully used to characterize the protoplanetary discs around young stars (e.g. Mulders et al. 2013; Avenhaus et al. 2014). The first attempt to image the disc of HR 4796 using polarimetry was done by Hinkley et al. (2009) who obtained a 6.5σ detection of the disc ansae at H band, using the 3.6m AEOS telescope and a lower limit on the polarization fraction of 29%. Modelling the scattered light images both in intensity and polarization is becoming a popular diagnostic tool for circumstellar discs because it brings constraints on the particles sizes and shapes (e.g. Min et al. 2012; Graham et al. 2007). It allows breaking the degeneracies coming from modelling the SED alone. On HR4796, Debes et al. (2008) proposed a population of dust grains dominated by $1.4\mu\text{m}$ organic grains to explain the near-infrared dust reflectance spectra in intensity. In polarimetry, Hinkley et al. (2009) used simple morphological models, with an empirical scattering phase function and Rayleigh-like polarizability to conclude that their measurements are compatible with a micron-sized dust population. No attempts were made to use theoretical scattering phase function and to reconcile the SED-based modelling with the scattered light modelling. This will be discussed in this paper.

In section 2 and 3, we present a new set of resolved images of the HR 4796 debris disc : a new detection in Ks polarized light, a non-detection in L' polarized light, and two re-reductions of previously published images at those two wavelengths. The analysis of the morphology and the measured properties of the disc is made in section 4. An attempt to simultaneously fit the SED and scattered light images is presented in section 5 and discussed in section 6.

2. New polarimetric observations

2.1. Presentation of the data

The new observations are polarimetric measurements performed with VLT/NaCo in service mode in April and May 2013¹ (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003). Table 1 provides a log of the observations. The star was observed in field tracking, cube mode², in the Ks ($2.15\mu\text{m}$) and L' ($3.8\mu\text{m}$) bands, with the S27 and L27 camera respectively, providing a plate scale of 27mas/pixel. The polarimetric mode of NaCo uses a Wollaston prism to split the incoming light into an ordinary and extraordinary beam, I_{ord} and I_{extra} , separated by $3.30''$ and $2.97''$ in the Ks and L' band respectively. A mask prevents the superimposition of the two beams but limits the field of view to stripes of $27'' \times 3.3''$. A rotative half-wave plate (HWP) located upstream in the optical path enables rotating the polarization plane. Polarization of light can be represented by means of the Stokes parameters (I,Q,U,V) (Stokes 1852), where I is the total intensity, Q and U are the linearly polarized intensities and V is the circularly polarized intensity. We did not consider circular polarization in this work because NaCo does not provide a quarter-wave plate to measure it. For each observation, we set the on-sky position angle to 45.5° in order to align the two components HR 4796A and HR 4796B along the polarimetric mask so that both stars

could be imaged on the same polarimetric stripe of the detector. We used two dither positions to allow for sky subtraction, the two components being either centered on the bottom left or bottom right quadrant of the detector. One full polarimetric cycle consisted in four orientations of the HWP: 0° , 45° to measure Stokes Q, and 22.5° , 67.5° to measure Stokes U. We acquired two integrations ($\text{DIT} \times \text{NDIT}$) with the same dither position per polarimetric cycle.

2.2. Data reduction

2.2.1. Cosmetic and centering

All frames are sky-subtracted using the complementary dither positions and are then flat-field corrected. We noticed in the Ks band that the cosmetized collapsed cubes of image are still affected by two different kinds of electronic noise. One of them is described by Avenhaus et al. (2014) and affects some detector rows, it varies with a very short timescale within a data cube; it is therefore not corrected by a sky subtraction. We applied the row mean subtraction technique implemented by Avenhaus et al. (2014) in the H band to counteract this effect. The second source of noise affects only the bottom right quadrant of NaCo and leaves a predictable square pattern only visible after the polarimetric subtraction. We therefore ignored the frames where the star was located in that quadrant, because this solution turned out to surpass any other filtering algorithm that we tried. The relevant stripes of the polarimetric mask were then extracted. Star centering was done by fitting a Moffat profile on the unsaturated wings of the star (Lagrange et al. 2012a). We then performed a cross correlation between the ordinary and extraordinary images of the star to find the residual offset between those two frames and shifted the extraordinary image to the center of the ordinary image. The uncertainty on the star center is dominated by the fit of the saturated PSF by a Moffat function. To evaluate it, we followed the methodology described in Appendix A.1 from Lagrange et al. (2012a), using the unsaturated PSF from the binary companion HR 4796B and found an error of 8.7mas and 2.2mas in the horizontal and vertical direction of the detector respectively.

2.2.2. Polarimetric subtraction

We briefly recall here the concepts of PDI in order to introduce the notation used hereafter. To derive the Stokes Q and U from the intensity measurements I_{ord} and I_{extra} , we performed the double ratio technique, following Tinbergen (2005). We also applied the double difference technique explained in detail in Canovas et al. (2011) but found in agreement with Avenhaus et al. (2014) that the former technique yielded a better signal-to-noise ratio (SNR). We computed the Q component of the degree of polarization, p_Q , using

$$p_Q = \frac{R_Q - 1}{R_Q + 1} \quad (1)$$

with

$$R_Q = \sqrt{\frac{I_{ord}^{0^\circ} / I_{extra}^{0^\circ}}{I_{ord}^{45^\circ} / I_{extra}^{45^\circ}}} \quad (2)$$

The Stokes Q parameter is then obtained with

$$Q = p_Q \times I_Q \quad (3)$$

¹ Based on observations made with ESO telescopes at the Paranal Observatory under Programme ID 091.C-0234(A)

² Individual frames are saved (Girard et al. 2010)

Table 1. Observing log

Date	UT start/end	Filter	DIT ^a	NDIT ^b	N_{exp} ^c	N_p ^d	t_{exp} ^e	τ_0 ^f (ms)	Seeing (")
17-04-2013	02:24/02:50	Ks	0.35	110	2	3	231	8	0.8
16-05-2013	03:03/04:07	Ks	0.5	100	2	8	800	6	1.4
15-05-2013	02:49/03:56	L'	0.2	120	2	10	480	3	0.6

Notes. ^(a) Detector Integration Time in seconds. ^(b) Number of DIT. ^(c) Number of exposures per polarimetric cycle. ^(d) Number of polarimetric cycles. ^(e) Total exposure time per HWP position in seconds. ^(f) Coherence time as indicated in the frame headers.

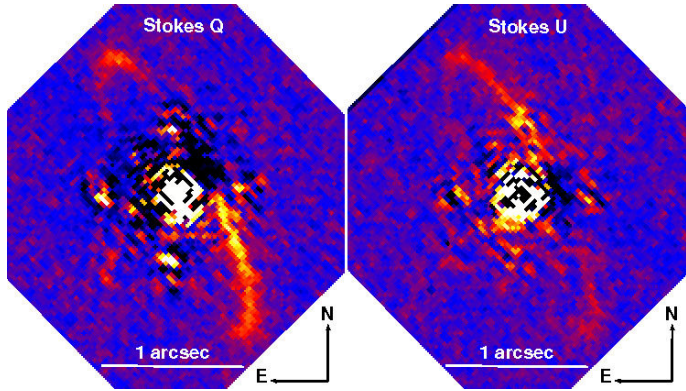


Fig. 1. Stokes Q and U images in the Ks band before correcting for the instrumental polarization.

where I_Q stands for the mean intensity in the images used with the HWP in position 0° and 45° :

$$I_Q = 0.5 \times (I_{ord}^{0^\circ} + I_{extra}^{0^\circ} + I_{ord}^{45^\circ} + I_{extra}^{45^\circ}) \quad (4)$$

Replacing the upperscripts 0° and 45° by 22.5° and 67.5° gives the equations used to derive the Stokes U image. Both Stokes images are shown in Fig. 1. The tangential and radial Stokes parameters are then derived using:

$$P_{\parallel} = Q \cos(2\phi) + U \sin(2\phi) \quad (5)$$

$$P_{\perp} = -Q \sin(2\phi) + U \cos(2\phi) \quad (6)$$

where ϕ is defined as the angle between the vertical on the detector and the line passing through the star located at (x_0, y_0) and the position of interest (x, y) :

$$\phi = \arctan\left(\frac{x - x_0}{y - y_0}\right) + \theta \quad (7)$$

The offset θ accounts for a slight misalignment of the HWP. It was estimated from the data, as explained in the next section.

2.2.3. Correction for instrumental polarization

Because it stands at the Nasmyth focus of the VLT after the 45° tilted mirror M3 and also has many inclined surfaces, NaCo suffers from significant instrumental polarisation effects (Witzel et al. 2011). To achieve the best polarimetric sensitivity and accuracy, we must correct for it. Although HR 4796A is saturated, we can use the unsaturated companion star to renormalize the images. We made the assumption that HR 4796B is not polarized and imposed that its flux in the ordinary and extraordinary image is equal. To do so, we renormalized the ordinary / extraordinary image by the integrated flux of HR 4796 B in the ordinary / extraordinary image. We checked that the scaling factor was consistent with the value derived using the unsaturated halo of the

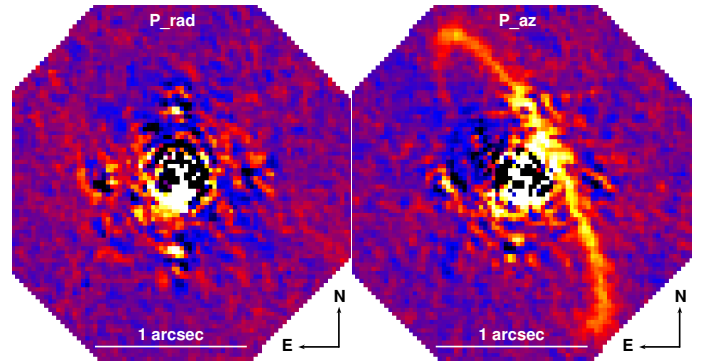


Fig. 2. Radial and tangential Stokes after correcting for the instrumental polarization.

star HR4796A, as done by Avenhaus et al. (2014). Both values agree within 1%. Further instrumental polarization remains, in particular we noticed that the disc flux in Stokes Q is unexpectedly higher than in Stokes U (Fig. 1). This effect represents a loss in polarimetric efficiency and is distinct to the former additive instrumental polarization described above. It was also detected by Avenhaus et al. (2014) when observing HD 142527, and it is probably due to crosstalks between the U and V components of the Stokes vectors and to the lower throughput for Stokes U within NAOS (see the NAOS Mueller matrix displayed in Eq. 16 of Witzel et al. 2011). They corrected for this effect by assuming that there must be as many disc pixels with $|Q| \geq |U|$ as with $|U| \geq |Q|$ and derived the Stokes U efficiency e_U that satisfied this condition. While this assumption holds true for a pole-on disc like HD 142527, this is not necessarily true for an inclined disc such as HR 4796, depending on its position angle on the detector. Instead, we assumed that the grain population is homogenous between the South-East (SE) and North-West (NW) ansae, therefore the polarization fraction must be the same. Because the Stokes Q and U contribute differently to the polarized flux of each ansae, we could find a value for e_U that yields the same polarization fraction in both ansae averaged for the scattering angles between 88° and 90° . We derived $e_U = 76\%$. This value is within the typical Stokes U efficiencies derived in the past with NaCo (from 55.0% to 77.8%, Avenhaus et al. 2014). We also corrected for a possible misalignment of the HWP or a cross-talk between the Stokes Q and U. To do so, we introduced the offset θ in Eq. 7. For an optically thin disc, we do not expect any signal in the radial Stokes P_{\perp} , it must therefore be 0 in the absence of noise. A value $\theta = -5.4^\circ$ was found to validate this property on average in the elliptical disc region, in agreement with the typical values measured with NaCo (between -3.7° and -7.0° , Avenhaus et al. 2014). The radial and tangential Stokes parameters after correcting for the instrumental polarization are shown in Fig. 2. Most of the structures disappear in the radial polarization.

2.3. Subtraction of the point-spread function in intensity images

In addition to the polarized intensity, the total intensity (Stokes I) contained in the sum $I_{ord} + I_{extra}$ is also a valuable information to characterize light scattered by circumstellar matter. This sum contains the contribution of the star and the disc, it is therefore necessary to remove the contribution of the star to obtain the intensity of the disc. We used the binary component HR 4796 B to build a library of reference point spread functions (PSF), that we later used to estimate the PSF to subtract from the intensity images of HR 4796 A. To do so, we used the Principal Component Analysis (hereafter PCA) technique described in Soummer et al. (2012). Because HR 4796B is located at a projected separation of $7.7''$ where the distortion and variation in AO correction remains limited, and because it can be imaged simultaneously, this library represents a representative set of reference PSF.

2.4. Detection limits

2.4.1. Disc detection in the Ks band for the Stokes Q and U

In the Ks band, we detect the disc in the Stokes Q and U images of both the April and May 2013 observations, but not in the Stokes I image. The May observations have a much higher integration time, and we did not find any improvement in combining both epochs. We therefore only present and analyse the images of this data set (Fig. 1, 2 and 3, left). The disc is detected with a SNR of 9 in the ansae $1''$ away from the star (respectively ~ 5 , ~ 3 for the Stokes Q and U image, the Stokes U image having an increased noise level). The disc is detected down to $0.25''$ on the North-West (NW) side where it appears the brightest. The square pattern observed with a size of $0.76''$ is the waffle mode of NaCo and corresponds to a spatial frequency of $7\lambda/d$.

We used the unsaturated binary companion HR 4796 B measured simultaneously to flux-calibrate our data. Using a K magnitude of 8.35 for the companion star, we are sensitive, in polarized light, to extended emission 2.5mag/arcsec^2 fainter than the star at a separation of $0.1''$ and 8mag/arcsec^2 $1''$ away from the star, as shown in Fig. 4. We also overplotted the detected flux of the disc in polarized intensity. In total intensity, our contrast is degraded by 4 magnitudes (black dotted curve). Despite using one of the most advanced PSF subtraction algorithms (PCA), we clearly cannot detect the disc in intensity given this level of contrast. Visual tests show that injecting a synthetic disc about 10 times brighter than the real disc leads to a $> 5\sigma$ detection in the ansae.

2.4.2. Non detection in the L' band

The disc is not detected in the L' band neither in polarimetry (Stokes Q or U) nor in intensity (Stokes I) with the current data set. The contrast level reached in the polarized intensity image is shown in Fig. 4 (red curve). Unlike in the Ks band, the contrast curve is flat beyond $2''$, indicating that we are not limited by the residual light from the star. As the data reduction procedure was done in the exact same way as in the Ks band, this poor result comes from the shorter total integration time and the specificity of the L' band regarding the thermal emission and the optics transmission. The observational strategy implied a change in the dither position every 7min which happened to be too slow in the L' band where the background is significantly higher and more variable than in the Ks band. Moreover, the Wollaston transmis-

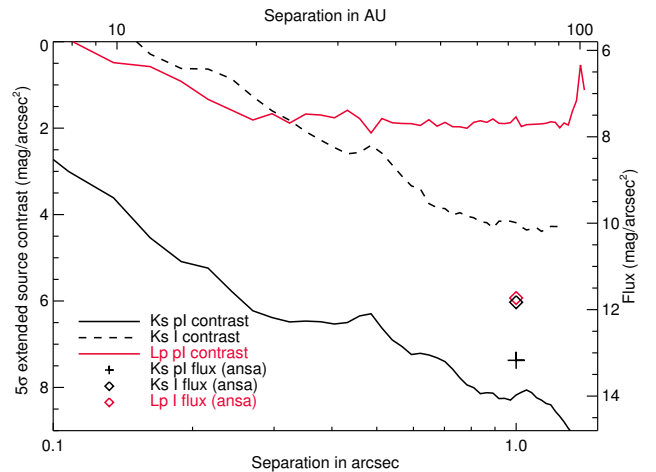


Fig. 4. Contrast level reached in intensity (dotted curve) and polarized intensity (plain curves) for the Ks data (in black) and for the L' data (in red). The mean flux density in the ansae as measured with NaCo (black cross and red diamond) and NICMOS (black diamond) are overplotted.

sion drops to about 85% due to an MgFe crystal absorption band at $3.4\mu\text{m}$.

From our photometry of the disc in L' (red diamond in Fig. 4, see section 4.2.2 for details on the derivation), we conclude that our current polarization detection limits are more than one magnitude above the disc flux density in the ansae. Therefore even if 100% of the scattered light were polarized, we would still not detect it.

3. Analysis of archival data at $2.2\mu\text{m}$ and in the L' band

3.1. HST/NICMOS at $2.2\mu\text{m}$

Because the disc is not detected in Stokes I in our new polarimetric data, we used archival data of HR 4796 from HST NICMOS in the F222M filter (central wavelength at $2.22\mu\text{m}$). The star was observed at two roll angles on August, 12 2009 (Proposal id: 10167, PI: A. Weinberger) for a total integration time of 36min. We reprocessed the data using the reference star subtraction technique based on PCA with a library of NICMOS PSF (Soummer et al. 2014). The newly reduced image is shown in Fig. 3 (middle).

3.2. VLT/NaCo in the L' band

We revisited previous observations of the disc in the L' from Lagrange et al. (2012b) for three reasons:

1. to check whether our non-detection in polarization is compatible with the existing detection of the disc in this band in intensity. In Lagrange et al. (2012b) we did not measure the photometry of the disc.
2. to get additional constraints on the dust colour.
3. to compare the morphological parameters of the disc using the same measurement method

Since the release of the paper in 2012, more efficient reduction algorithms to reveal faint extended emission from circumstellar discs were developed, e.g. PCA (Soummer et al. 2012). We re-reduced the data using this technique. The final image is shown in Fig. 3 (right), and has an increased SNR.

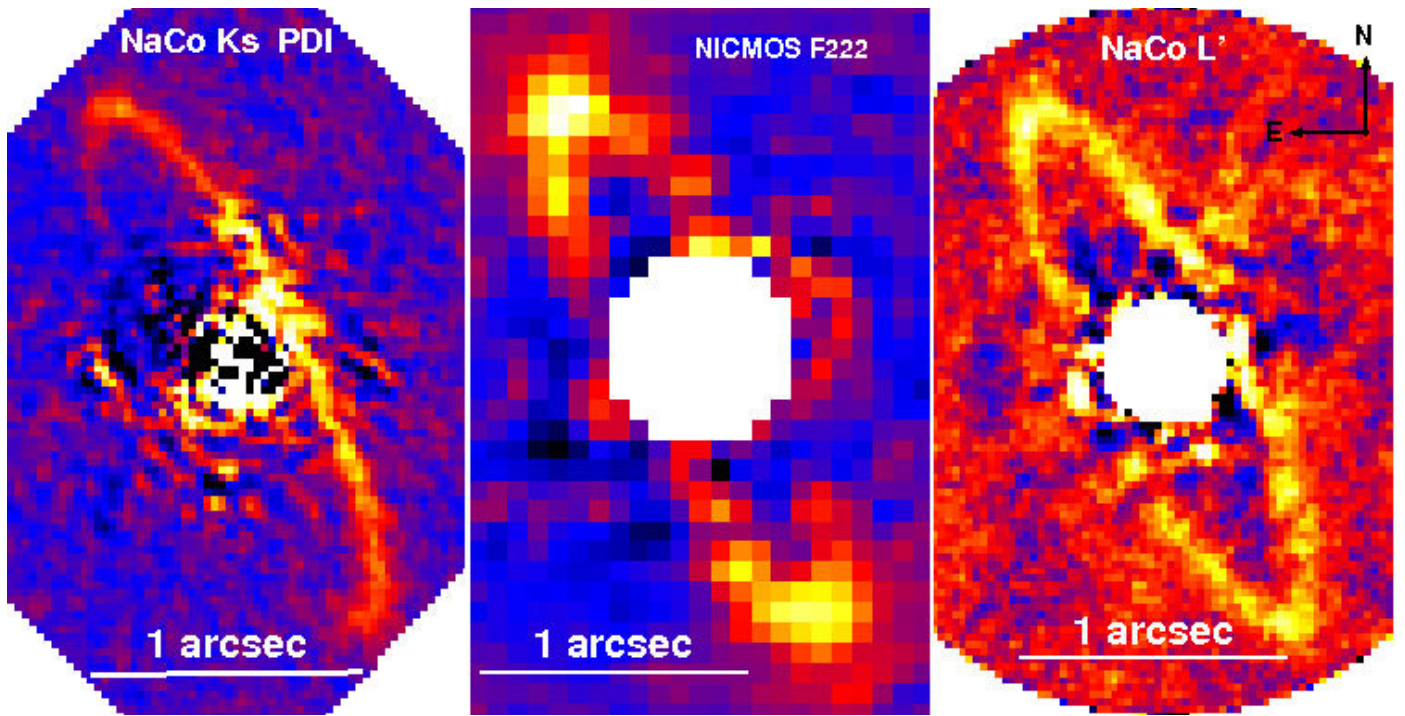


Fig. 3. Left: Ks polarized intensity image of the disc. Middle: NICMOS image at $2.2\mu\text{m}$ (new reduction). Right: NaCo L' image (new reduction). The colorscale is linear.

4. Analysis

4.1. Brightness asymmetries

The most puzzling feature revealed by our new polarimetric observations is a very significant brightness asymmetry with respect to the semi-major axis of the star, with the North-West (NW) side much brighter than the South-East (SE) side (Fig. 3 left). We note that the first light images of the Gemini Planet Imager (GPI) on HR 4796 A also detects this asymmetry (Perrin et al., submitted). The polarized flux reaches $3.4\text{mJy/arcsec}^2 \pm 0.4$ in the NE ansa whereas the SE side of the disc is not detected in polarimetry, its flux being below the noise level within $0.7''$. This new asymmetry contrasts with the NICMOS image (Fig. 3 middle) showing the opposite trend, and with all previous scattered light observations below $3\mu\text{m}$ (Debes et al. 2008). From these previous observations and assuming that dust is generally preferentially forward-scattering, it was assumed that the SE side was the side inclined towards the Earth (Schneider et al. 2009). To be consistent with our modelling presented in section 5, we will here use the opposite assumption as our baseline scenario: the NW side is the side inclined towards the Earth. Under this assumption, Fig. 5 summarizes the anisotropic behaviour of the dust reported in intensity images in the optical and near-infrared. The anisotropy of scattering is generally described by the empirical Henyey-Greenstein phase function, which is parametrized by a single coefficient called g . A negative value of g indicates in our baseline scenario that the SE side is brighter than the NW side. Although there is a jump after $1.6\mu\text{m}$, the overall trends seems to indicate that the dust becomes more and more isotropic at longer near-infrared wavelengths. This trend is confirmed by our new reduction at L' (Fig. 3 right), where the NW side is seen slightly brighter than the SE side at 2.1σ . This intriguing behavior will be discussed in the section 5.5.3.

A second brightness asymmetry was reported in the past with respect to the NE and SW ansae. This asymmetry is thought to be

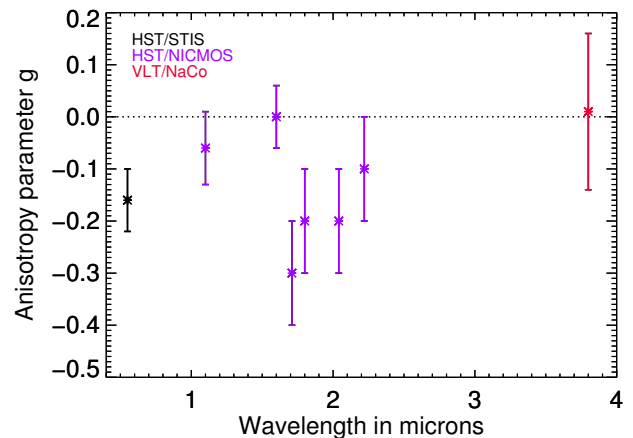


Fig. 5. Evolution of the Henyey-Greenstein g coefficient with wavelength. It is based on the values derived by Debes et al. (2008) and Schneider et al. (2009) for the HST images, using scattering angles between 5° and 15° from the major axis, and on our results for the VLT/NaCo new reduction at L' (section 4.2.2).

partially caused by pericenter glow due to the offset of the disc (Schneider et al. 2009; Moerchen et al. 2011), but this explanation is not sufficient to account for the amplitude the asymmetry (Wahhaj et al. 2014). Our new polarization image also shows this asymmetry with a ratio between the NE and SW ansae of 1.07 ± 0.15 . In the unpolarized NICMOS image, this ratio is slightly less 1.04 ± 0.36 but it reaches 1.34 ± 0.23 in the L' image.

4.2. Ring geometry

4.2.1. Constraints from polarized observations

We note a small distortion in the SW at a separation of $0.4''$ and a position angle of 235° . Such a feature is also present at the same position in H band and optical images (Thalmann et al. 2011), and in our L' image (Fig. 3 right, already detected in the initial reduction by Lagrange et al. 2012b).

To compare the morphology of the disc in polarized light with previous measurements, we interpreted the disc as an inclined circular ring and measured its center position with respect to the star, its radius, its inclination and its position angle (PA). We built a scattered light model of the disc in intensity using the GRaTeR³ code Augereau et al. (1999) with the same parametrization as presented in Lagrange et al. (2012b). The model geometry is defined by six free parameters: the center offset along the semi-major axis (x_c) and semi-minor axis (y_c), the inclination i , the PA, the radius r_0 and a scaling factor to match the disc total flux. We modelled the SE to NW asymmetry by a smooth function peaked on the NW side along the semi-minor axis and canceling 30° away from the ansa westwards. Our aim, here, is not to constrain the dust properties by modelling the scattering phase function but only to build a map of the disc that is consistent with the disc morphology. Constraining the grain properties will be the focus of the section 6.

We then minimized a chi squared χ^2 between our synthetic image and our model. The results are shown in Table 2 (first row). The offset of the disc evaluated by Schneider et al. (2009) in the optical to $x_c = 1.4 \pm 0.4$ AU and by Wahhaj et al. (2014) to $x_c = 1.2 \pm 0.1$ AU is also detected in our data with a larger uncertainty: $x_c = 0.8^{+3.5}_{-3.0}$ AU. This uncertainty, given at 3σ , includes the error on the star center but this contribution is not dominant because these observations are done without coronagraph, unlike the HST/STIS observations.

4.2.2. Constraints from L' unpolarized observations

To measure the morphology of the disc in the L' , we kept the same parametric model as described previously and added the possibility to model anisotropy of scattering with a Henyey-Greenstein phase function. In that case, the Henyey-Greenstein coefficient is an additional free parameter. Because the star subtraction is performed using ADI, the disc can be significantly self-subtracted (Milli et al. 2012), and we implemented the forward-modelling technique already described in Milli et al. (2014) for β Pictoris in order to retrieve the best disc parameters. The results are shown in Table 2. Our results agree with the values already published in Lagrange et al. (2012b). They are compatible with a disc scattering light isotropically. The offset detected along the semi-minor axis explains the NW/SE asymmetry without the need for anisotropic scattering. An offset of $y_c = -1.15 \pm 0.16$ AU along the semi-minor axis was already detected by Thalmann et al. (2011) in the H band.

4.3. Photometry in the Ks band

4.3.1. Polarized light

In polarized light, we find a polarized flux of $13.2 \text{ mag/arcsec}^2 \pm 0.1$ and $12.3 \text{ mag/arcsec}^2 \pm 0.1$ for the NE and SW ansae of the disc, at a projected separation of $1.05''$ or 76.7 AU . The uncer-

³ GRaTeR is very fast and optimized for optically thin debris discs, it is therefore more adapted to forward modelling than MCFOST.

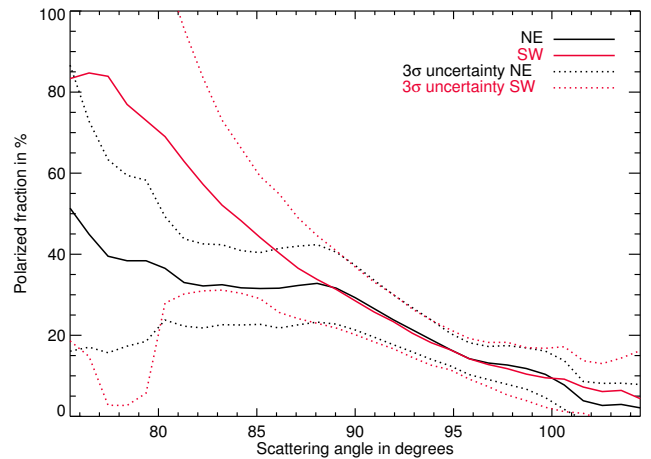


Fig. 6. Polarized fraction as a function of the scattering phase angle, measured from NaCo Ks polarized intensity and NICMOS intensity. A phase angle of 0° indicates the NW side and 90° corresponds either to the NE or SW ansa.

tainty is computed as three times the azimuthal root mean square in the radial Stokes and does not take into account systematic errors that could arise from a bad calibrations of the instrumental polarization. The polarized flux is maximal along the semi-minor axis, on the North-West (NW) side.

4.3.2. Unpolarized light

Below $0.6''$, the noise dominates the image, so we restricted the photometry of the disc to an elliptical aperture beyond $0.6''$ as done by Debes et al. (2008). We used an isotropic model of the disc to correct for the flux loss due to PCA and for the disc flux not measured in the aperture. We find a total disc flux of 3.7 ± 0.26 mJy compatible with the 3.5 ± 0.2 mJy measured by Debes et al. (2008).

4.4. Polarized fraction

The polarized fraction (Fig. 6) was computed as the ratio of the NaCo pI image over the NICMOS I image. It can only be computed reliably within 15° of the ansae due to the residual noise affecting the NICMOS image beyond this range. It reaches $29.3\% \pm 8.0\%$ and $28.5\% \pm 8.4\%$ in the NE and SW ansae. It is increasing continuously westwards from both ansae for at least 15° . If we assume that the side inclined towards us is the NW side (see discussion in section 6), then it means that the peak polarization fraction occurs below a scattering angle of 90° and we can state that the polarized fraction is above 22% for scattering angles between 80° and 90° with a 99.7% confidence level. Although the polarized fraction is very similar on both sides of the disc above a scattering angle of 90° , stronger values are measured below 88° for the SW side. However our large error bars are still compatible with a similar behavior for the dust on both sides.

4.5. Disc colour

From our measurements at two different wavelengths, we calculated a colour index defined as $\frac{I_{disc,L'}}{I_{disc,Ks}} / \frac{I_{\star,L'}}{I_{\star,Ks}}$ where I_{disc} is the disc flux density and I_{\star} is the star flux density at the specified wavelength, both measured in the ansae for the reason explained

Table 2. Measurements of the morphology of the disc from the Ks polarized intensity image and Lp intensity image. x_c is the offset along the major-axis (negative means the SW side is closer to the star). y_c is the deprojected offset along the minor-axis (negative means the NW side is closer to the star). The uncertainty is given at 3σ and includes the uncertainty from the measurement and the star position. In L' we investigated two scenarios: an isotropic disc and an anisotropic disc.

Filter	Polarization	PA	r_0 (AU)	i	x_c (AU)	y_c (AU)	g	χ^2
Ks	Yes	$26.7^\circ \pm 1.6^\circ$	$75.3^{+2.0}_{-2.2}$	$75.5^{+1.3^\circ}_{-1.7^\circ}$	$0.8^{+3.5}_{-3.0}$	$-5.8^{+8.3}$	NA	1.6
L'	No	$26.9^\circ \pm 1.5^\circ$	$74.9^{+2.1}$	$76.0^\circ \pm 1.5^\circ$	$1.9^{+3.0}$	$-3.5^{+9.6}$	0^a	0.93
L'	No	$26.9^\circ \pm 1.5^\circ$ -1.2°	$74.8^{+2.1}_{-1.8}$	$75.8^\circ \pm 1.5^\circ$ -1.8°	$2.0^{+3.0}$	$-3.5^{+9.3}_{-9.9}$	$0.01^{+0.15}_{-0.18}$	0.93

Notes. ^(a) Fixed parameter.

previously. We find a value of 1.1 ± 0.6 . Although the error bar is relatively large, this extends the conclusion by Debes et al. (2008) of a dust spectral reflectance flattening beyond $1.6\mu\text{m}$. Their conclusion was based and valid only up to $2.2\mu\text{m}$, we provide here a new photometric point at L' and measure that the flattening is valid until $3.8\mu\text{m}$.

5. Modelling

In the previous section, we revealed a very puzzling brightness inversion between the NW and SE sides of the disc and presented new observational constraints. To test these features against our current understanding of light scattering by dust particles, we modeled the radiative transfer in the disc and generated synthetic scattered light images.

Contrary to what was assumed before (Schneider et al. 2009), our baseline scenario to explain these features and which is discussed in this section, is the following: the NW side of the ring is inclined towards the Earth.

5.1. Approach and assumptions

Within the scope of this paper, we investigate whether a disc model can simultaneously fit the SED and explain the scattered light images. Extensive modelling work of the SED of the disc around HR 4796 has already been performed in past studies (e.g. Augereau et al. 1999; Li & Lunine 2003) to constrain the dust geometrical extension and properties. SED modelling is the most constraining approach, therefore, we do not explore a systematic grid of models and we limit our exploration to a parameter space that has already been shown to be compatible with the SED. We chose here to start from the previous modelling work made by Augereau et al. (1999) that could already explain the SED, as well as some resolved scattered light and thermal observations, and explored the parameter space around their best-fit model. Our new observations can constrain the cold outer dust component of their model that is responsible for the far infrared excess beyond $25\mu\text{m}$. The best model able to reproduce the far infrared emission (model #13) assumes a population of dust grain with sizes between $a_{min} = 10\mu\text{m}$ to $a_{max} = 1.4\text{m}$ with a $s = -3.5$ exponential decay, and composed of porous silicates coated by an organic refractory mantle with water ice partially filling the holes due to porosity. We keep the same notation as in their paper, namely a total porosity P_{wH_2O} , a fraction of vacuum removed by the ice p_{H_2O} , a silicates over organic refractory volume fraction q_{Sior} . The porosity of the grain once the ice has been removed is written P . Model #13 of Augereau et al. (1999) used a porosity P of 59.8% and $p_{H_2O} = 3\%$. We reproduced their model with the radiative transfer code MCFOST (Pinte et al. 2006, 2009), we used the effective medium theory (EMT) to derive the optical indices of the grains, and we used the Mie theory (Mie 1908)

to compute their absorption and scattering properties. The EMT-Mie theory assumes porous spheres, which is probably not realistic for fluffy aggregates larger than $1\mu\text{m}$ and can lead to unrealistic scattering properties (Voshchinnikov et al. 2007). We therefore also investigated a statistical approach, known as the distribution of hollow spheres (DHS, Min et al. 2005). This approach averages the optical properties of hollow spheres over the fraction of the central vacuum and was proven successful to reproduce the scattered light behaviour of randomly oriented irregular quartz particles. In both cases (Mie and DHS), we use the full scattering matrix to compute the synthetic intensity and polarisation maps. This is a major difference with Augereau et al. (1999) who adopted the empirical Henyey-Greenstein phase function. This choice was purposely made because an incompatibility between the SED and the scattered light images predicted by the Mie theory was already seen at the time. The Mie phase function for large grains predicted by the SED modelling exhibits indeed a very pronounced peak for small scattering angles.

Starting over from this initial model, we explored around this solution a reasonably exhaustive grid of 768 models in the parameter space (a_{min} , P , p_{H_2O} , q_{Sior} , s). The details of the grid are summarized in Table 3. Unlike Augereau et al. (1999), the only fitted value is the total dust mass that is scaled in order to minimize a χ^2 between the synthetic SED and eight SED measurements above $20\mu\text{m}$ ⁴ (listed in Table 4). This approach is correct if the disc is optically thin along the line of sight. We validated this assumption by re-running the simulation for the best models with the corrected dust mass. We assumed a population of dust grains located in an annulus centered about the star, whose radial volume density in the midplane follows a piecewise exponential law of index 9.25 before $R_c = 74.2\text{AU}$ and -12.5 after this radius. For the vertical distribution, we assumed a gaussian profile of scale height $H = 1\text{AU}$ at R_c . This represents a slight revision with respect to Augereau et al. (1999) who used a wider vertical profile less compatible with the new observations. The aspect ratio H/R_c is here 0.013, similar to Fomalhaut and slightly lower than the "natural" aspect ratio of 0.04 ± 0.2 derived by Thébaud (2009) for debris discs.

5.2. Fit of the SED

We show the six best models with respect to the SED in Table 5. The best fit gives a reduced χ^2 of 3.0 and is shown in Fig. 7. We confirm that the SED modelling points towards large grains with minimum sizes above $1\mu\text{m}$: among the 20 models best fitting the SED all have a minimum grain size of 5 or $10\mu\text{m}$. We found an improvement by using a slightly higher carbon content (see Table 5) than the value $q_{Sior} = 0.47$ set by Augereau et al. (1999).

⁴ This approach is consistent with the findings of Augereau et al. (1999) who showed that the cold annulus seen in scattered light contributes to 90% of the measured excess at $20.8\mu\text{m}$

Table 3. Initial grid of parameters, amounting to a total of 768 models

Parameter	Values explored
Scattering theory	[Mie;DHS]
a_{min} (μm)	[0.1; 1; 5; 10]
p_{H_2O} (%)	[1; 10; 50; 90]
P (%)	[45; 60; 80]
q_{Sior}	[0.31;0.38;0.47;0.62]
s	[-3.5; -5]

Table 4. Infrared and submillimeter flux density used in the SED fitting procedure. These measurements are posterior to the ones used in the early modelling by Augereau et al. (1999)

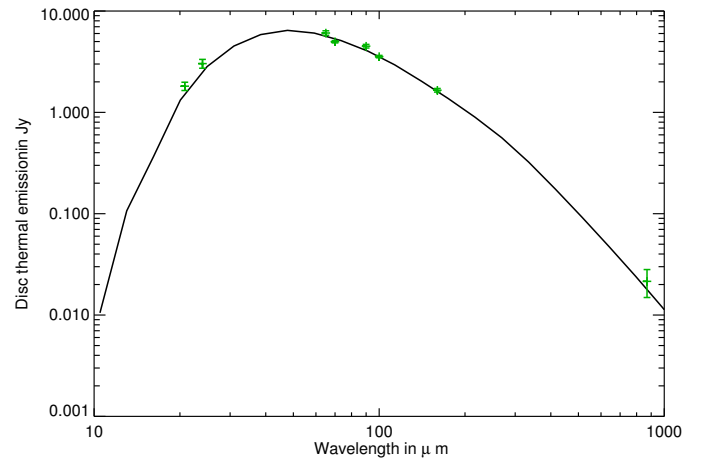
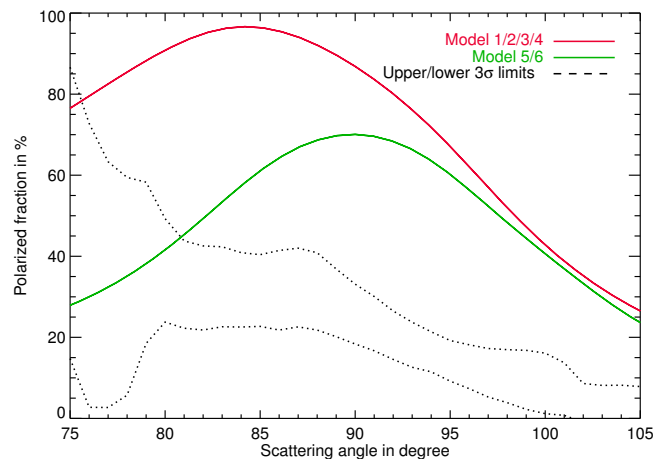
λ (μm)	Flux density (Jy)	Error (Jy)	Instrument	Source
20.8	1.813	0.17	MIRLIN	Koerner et al. (1998)
24	3.03	0.303	SPITZER	Low et al. (2005)
65	6.071	0.313	AKARI	Yamamura et al. (2010)
70	4.98	0.131	HERSCHEL PACS	Riviere-Marichalar et al. (2013)
90	4.501	0.186	AKARI	Yamamura et al. (2010)
100	3.553	0.097	HERSCHEL PACS	Riviere-Marichalar et al. (2013)
160	1.653	0.068	HERSCHEL PACS	Riviere-Marichalar et al. (2013)
870	0.0215	0.0066	LABOCA APEX	Nilsson et al. (2010)

Table 5. Six models best fitting the SED.

Model	Theory	a_{min}	P	p_{H_2O}	q_{Sior}	s	χ^2
1	DHS	5	60%	1%	0.31	-3.5	3.0
2	DHS	5	60%	1%	0.31	-5.0	3.0
3	DHS	5	60%	1%	0.38	-5.0	3.4
4	DHS	5	60%	1%	0.38	-3.5	3.5
5	Mie	10	80%	1%	0.31	-5.0	3.7
6	Mie	10	80%	1%	0.31	-3.5	3.9

5.3. Comparison with the polarimetric observables

In Fig. 8, we compared our measurements with the predicted polarized fraction for the six models presented in Table 5. The dust population that is compatible with the SED overpredicts the polarized fraction. Indeed, the large grains with $a_{min} = 5\mu\text{m}$ or $10\mu\text{m}$ that fit well the SED have high polarized fractions, especially those whose properties were calculated using the DHS theory. If we relax the constraint on the SED, we can find models that predict a polarized fraction around 30% in the ansae with a


Fig. 7. SED of the best model compared to measurements.

Fig. 8. Polarized fraction from the six models best fitting the SED. We overplotted the 3σ common range between the NE and SW measurements.

χ^2 below 10, however, the peak polarized fraction occurs around 90° , as visible for the models 5 and 6 in Fig. 8, and this is incompatible with our measurements. As a matter of fact, all models that predict an increase in the polarized fraction greater than 3% between 90° and 80° have a very high polarized fraction above 70° .

5.4. Scattered light images

The best models fitting the SED are not compatible with our scattered light images. To illustrate this mismatch qualitatively, we show in Fig. 9 the polarized and intensity image at Ks of our best model. The forward-scattering side of the intensity image is much brighter than the other side, which is inconsistent with our measurements. The inconsistency between the SED and anisotropy of scattering is a known issue that may be related to our assumption of hard spheres, as already noticed for the disc of HD 181327 by Schneider et al. (2006) and Lebretton et al. (2012). Interestingly this anisotropy is less strong in the DHS models than in the Mie models, suggesting that irregular particles tend to have a less strong forward scattering behaviour than perfect spheres. This outcome should be emphasized because it

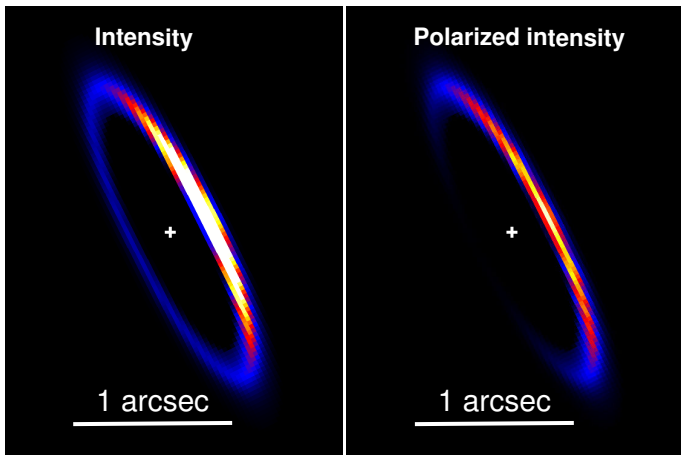


Fig. 9. Scattered light images in the Ks band from model 1 detailed in Table 5. The forward-scattering side is on the right. The color scale is linear is identical for the 2 images. Although the polarized intensity reproduces well the observations, a major discrepancy of all models concerns the intensity with a strong brightness asymmetry for the side inclined towards us.

Table 6. Comparison between the prediction of the six models best fitting the SED in the parameter space $(a_{\min}, P, p_{H_2O}, q_{Sior}, s)$ explored and our measurements (in shaded grey) with respect to three observables. The uncertainty is given at a 3σ level. We assumed for the models that the side inclined towards the Earth was the NW.

Model	Total disc flux density at Ks (mJy)	SE:NW ratio (Ks)	SE:NW ratio (L')
Measurements	3.7 ± 0.26	1.1 ± 0.3	0.9 ± 0.18
1	4.0	0.22	0.18
2	4.1	0.22	0.18
3	4.1	0.22	0.18
4	4.1	0.22	0.18
5	3.7	0.06	0.04
6	3.7	0.06	0.04

points in the right direction of improved and more realistic dust scattering models.

To provide a quantitative comparison with our measurements, we selected three relevant observables and compared them to the theoretical predictions. These three observables are shown in Table 6. The first one is the total disc flux at Ks that is compared to the extrapolated value from our HST re-reduced image. The last two are the brightness ratios at Ks and L' between the two sides of the disc inclined towards us and away from us (SE and NW sides). The area used to compute this ratio is an elliptical annulus of semi-major and semi-minor axis $1.07''$ and $0.27''$ and of width $0.2''$. For the aforementioned reasons, we only considered the regions in this annulus within 40° of the ansa. In Table 6, we compare these measurements to the predictions of our scattered light models. Overall, the total disc flux at Ks is well predicted by the six models. The main discrepancy comes from the brightness ratio between the forward and backward side of the disc : none of the six models have a SE side brighter than the NW and none of them can explain the inversion in brightness that seems to happen between the Ks and the L' filter. On the contrary, these models show that the brightness asymmetry gets stronger with increasing wavelengths.

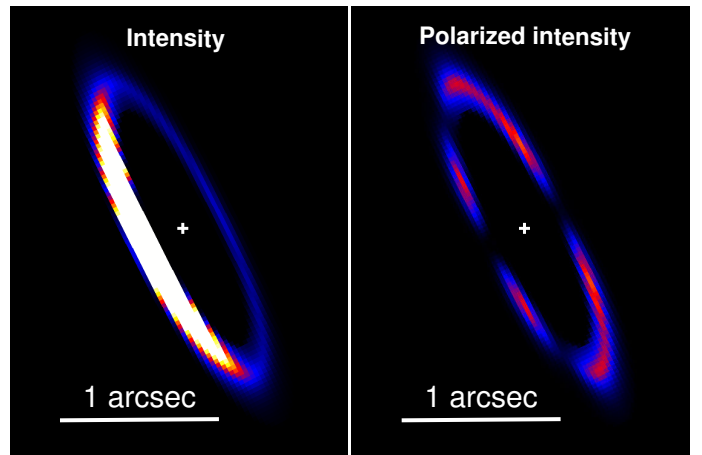


Fig. 10. Scattered light images in the Ks band from a model with $(a_{\min}, P, p_{H_2O}, q_{Sior}, s) = (1, 80, 50, 0.62, -5)$. The color scale is linear and the range is ten times larger for the intensity image than for the polarized image. The forward scattering side is on the left.

5.5. An incompatibility between the SED and the scattered light

So far, we demonstrated that the best models fitting the SED cannot explain the scattered light observations. Three basic features cannot be described by those models:

1. a change in the brightest side between polarized and unpolarized light,
2. a low anisotropy of scattering in unpolarized light, in other words, a SE:NW ratio close to 1 both at Ks and L' ,
3. a decrease in the anisotropy of scattering with increasing wavelength.

Based on a few examples taken from our grid of models, we will show that there are no solutions that can fully explain these features in our reasonably exhaustive exploration of the parameter space.

5.5.1. Change in the brightest side between polarized and unpolarized light

In our baseline scenario, we cannot find any models where the brightest side changes between polarized and unpolarized light. Considering the alternative scenario, namely a SE forward-scattering-side, we could find such scattering behaviours among our grid of models when the properties are computed using the DHS theory. It happens for particles with a minimum size of $1\mu\text{m}$ with a high water content of 50% to 90%. We provide an example of such a model in Fig. 10. There are however several caveats to these models:

1. they predict a polarized fraction in the ansa between 1% and 15%, which is too low to be compatible with our measurements,
2. they all provide a very strong asymmetry in unpolarized light, as visible in Fig. 10, with a high SE:NW brightness ratio above 10, which is not seen in our data.

Therefore the alternative scenario is even less compatible with the observables.

5.5.2. Low anisotropy of scattering at Ks

The SE:NW brightness ratio of the six models that best fit the SED are very low (below 0.22), due to a very strong forward

scattering behaviour of micron-sized dust. This is inconsistent with our measured value of 1.1 at Ks. Even when considering all models in our parameter space, none achieves a SE:NW ratio greater than 0.4. Those models displaying ratios of 0.4 are found for large dust particles of minimum sizes $10\mu\text{m}$ with a very high water content of 90%. They provide a high polarized fraction compatible with our data, but clearly fail to fit the SED in the far-infrared, with a χ^2 above 24.

5.5.3. Decrease in the anisotropy of scattering with wavelength

Among the solutions displayed in Table 6, none of them can explain the observed decrease in anisotropy of scattering with wavelength, illustrated in Fig. 5. The SE:NW brightness ratio is indeed further away from unity at L' than at Ks. Among the models able to explain that behaviour, their agreement with the SED is only marginal, with a χ^2 above 15 in all cases. Moreover, the anisotropy of scattering at L' is still strong with a SE:NW ratio below 0.5 in all cases, therefore they do not comply with our measured 0.9 ± 0.18 .

6. Discussion

The most striking feature concerns the inconsistency between the NW/SE asymmetries in polarized and unpolarized light. We have shown that no matter what is assumed for the side of the disc inclined towards the Earth, no model compatible with the SED can fully explain the scattered light observations. We will now discuss the implications of each assumption regarding the forward-scattering side and propose future observations to answer this question.

6.1. Assumption 1: The NW side is inclined towards the Earth

This is the baseline scenario used in our grid of models and is illustrated in Fig. 9. In this context, the models that best fit the SED overpredict the polarized fraction as mentioned in section 5.3, but most importantly, none of them can explain the preferential backward scattering of the grains in unpolarized light. This case is very similar to that of the Fomalhaut debris disc, also inclined by about 65° . The bright side of the ring was shown to be inclined away from us through spectrally resolved interferometric observations (Le Bouquin et al. 2009). The best interpretation so far implies very large dust grains $100\mu\text{m}$ whose diffraction peak is confined within a narrow range of scattering angles undetected from Earth given the system inclination (Min et al. 2012). In the case of HR 4796, this range of scattering angles could be as large as 40° since our constraints are very poor in this range in unpolarized light. In such conditions, $30\mu\text{m}$ grains would be sufficient to explain the preferential back-scattering behaviour (cf Fig. 4 of Min et al. 2010), but this would be incompatible with the SED. Images at higher angular resolution are clearly required to validate this assumption. Their model does however not explore the wavelength dependence of the scattering phase function, which is required to explain the brightness inversion between the Ks and L' bands in unpolarized light.

6.2. Assumption 2: The NW side is inclined towards the Earth

Under this assumption, the disc is mainly forward-scattering up to $2.2\mu\text{m}$ and the polarized image represents back-scattered light. This corresponds to the cases described in section 5.5.1. All our models are preferentially forward-scattering in unpolarized light, at all wavelengths between 0.5 and $3.8\mu\text{m}$, which represents a strong argument in favour of this hypothesis. However, this now contradicts the L' observations. Moreover, under this assumption, the SE:NW ratio would always be above 2.6 for all models, due to the strong forward-scattering predictions of the Mie and DHS theory, whereas our observations only show a value of 1.1 ± 0.3 . The populations of grains with $a_{\text{min}} = 1\mu\text{m}$, large amount of water ice (above 30%) with scattering properties computed with the DHS theory could fit within this framework, as detailed in section 5.5.1. In this scenario, the offset of the disc detected along the minor axis both in the Ks polarized image and the L' unpolarized image, could slightly compensate this large asymmetry since the NW side would be closer to the star. Because the flux of the disc scattered light scales with the squared distance from the star, if we assume an offset of 5.5AU, the NW side would only be 35% brighter, which is still not sufficient to reduce the SE:NW ratio to make it compatible with our measurement of 1.1 ± 0.3 .

6.3. Validation of the optically thin hypothesis

All models presented here rely on the assumptions that the disc is optically thin. We validated this hypothesis by re-running the simulations of the best models with the correct disc mass necessary to fit the SED. Model 1 predicts a disc mass of $0.2M_\oplus$ distributed among particles between $5\mu\text{m}$ and 10mm . The opacity reaches 0.08 perpendicular to the midplane of the disc and 0.8 along the mid-plane, which validates our hypothesis. We investigated on a few examples whether a more massive disc could explain the change in the brightest side with wavelength but could not find models compatible with our observations. An idea proposed to explain the spectral behaviour of the dust is indeed that the disc is optically thick in the optical and up to the Ks band and becomes optically thin in the L' band. However, we could not recreate this change in brightness. In particular, even for an optically thick disc, the brightest side remained the forward scattering side. We noticed from these models that the size of the ring should appear smaller for an optically thick disc, because most of the light is emitted by the inner regions of the ring. We do not notice such a change within error bars, though. This analysis goes beyond the initial scope of our paper and we leave the analysis of the transition between an optically thin and an optically thick disc to a further study.

6.4. Follow up observations

The questions raised by this new polarimetric view of the disc clearly call for further work on the observational and theoretical sides. A limitation of the current observations in unpolarized light is the inability to reveal the disc along the minor axis. This is however of great interest because the models predict the highest contrast between the forward and backward scattering side at this location. These observations are now possible with instruments such as SPHERE (Beuzit et al. 2008) or GPI (Macintosh et al. 2014), using reference star subtraction instead of ADI to avoid the problem of disc self-subtraction at such a short separation (Milli et al. 2012), thanks to the improved PSF stability.

With their polarimetric capabilities, a determination of the scattering phase function and polarized fraction at all angles scattered towards the Earth will be possible. With the near-infrared instrument SPHERE/IRDIS (Langlois et al. 2010), we can expect to reveal the spectral dependence of the phase matrix from the K band to the Y band, and maybe down to the V band with the visible instrument SPHERE/ZIMPOL (Schmid et al. 2010) with sufficient observing time. Such observations would be of great interest to compare the empirical phase functions and polarized fractions to that measured in laboratory on cosmic dust analogs (see for instance Volten et al. 2007). Resolved images of the thermal emission of the dust with the radiotelescope ALMA should provide additional constraints on the dust mass and thus the optical thickness of the disk in scattered light, as it was already done for Fomalhaut (Boley et al. 2012) and β Pictoris (Dent et al. 2014).

7. Conclusions

Our new observations show a clear detection of the polarized light of the debris disc surrounding HR 4796. Thanks to the PDI technique, the disc morphology can be probed more accurately at short separations, close to the minor axis. Starting from constraints on the dust grains based on previous modelling, we explored the compatibility of a grid of models with the scattered light both in intensity and polarization as predicted by two theories of light scattering: EMT-Mie and EMT-DHS. Our results confirm the earlier modelling suggesting that large grains are needed to explain the mid to far-infrared excess of the star. Both theories predict a strong forward/backward brightness asymmetry in polarized and unpolarized light, which is not consistent with the observational constraints showing that the SE side is brighter in unpolarized light from the visible up to $2.2\mu\text{m}$, whereas the NW side is brighter in polarization. We explore different scenarios to explain this apparent contradiction. Two conclusions emerge from this work. First, this shows that the dust particles are probably not spherical, as already pointed out by Debes et al. (2008) and Augereau et al. (1999). This is why the Mie theory and in a smaller extent the statistical approach of the DHS theory are probably inadapted to reproduce the scattering properties of these large and irregular fluffy aggregates. Even if not perfect, we note that the DHS theory is going in the right direction and provides a closer match to our observations than the Mie theory. Secondly, the case of HR 4796 is probably very similar to that of Fomalhaut where backward-scattering was already shown to challenge these traditional theories of scattering by spherical particles. A new generation of models is clearly needed, and observational constraints will come along to refine them. In the optical and near-infrared, high-resolution imagers such as GPI and SPHERE will be able to test whether a diffraction peak is observed for small scattering angles, as predicted by the Mie theory for circular grains, and will measure with high accuracy the phase function and polarized fraction over a much wider range of scattering angles and at various wavelengths.

Acknowledgements. J.M. acknowledges financial support from the ESO studentship program and the Labex OSUG2020. C. Pinte acknowledges funding from the Agence Nationale pour la Recherche (ANR) of France under contract ANR-2010-JCJC-0504-01. We would like to thank John Krist for his initial help with the NICMOS data and we thank ESO staff and technical operators at the Paranal Observatory.

References

Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod,

- P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
 Avenhaus, H., Quanz, S. P., Schmid, H. M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 87
 Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
 Boley, A. C., Payne, M. J., Corder, S., et al. 2012, *ApJ*, 750, L21
 Canovas, H., Rodenhuis, M., Jeffers, S. V., Min, M., & Keller, C. U. 2011, *A&A*, 531, A102
 Debes, J. H., Weinberger, A. J., & Song, I. 2008, *ApJ*, 684, L41
 Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, 343, 1490
 Girard, J. H. V., Kasper, M., Quanz, S. P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7736, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
 Graham, J. R., Kalas, P. G., & Matthews, B. C. 2007, *ApJ*, 654, 595
 Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2009, *ApJ*, 701, 804
 Jayawardhana, R., Fisher, R. S., Hartmann, L., et al. 1998, *ApJ*, 503, L79
 Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W., & Backman, D. E. 1998, *ApJ*, 503, L83
 Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
 Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, *A&A*, 546, A38
 Langlois, M., Dohlen, K., Augereau, J.-C., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
 Le Bouquin, J.-B., Absil, O., Benisty, M., et al. 2009, *A&A*, 498, L41
 Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
 Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
 Li, A. & Lunine, J. I. 2003, *ApJ*, 590, 368
 Low, F. J., Smith, P. S., Werner, M., et al. 2005, *ApJ*, 631, 1170
 Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
 Mie, G. 1908, *Ann. Phys. Leipzig*, 25, 377
 Milli, J., Lagrange, A.-M., Mawet, D., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
 Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 545, A111
 Min, M., Canovas, H., Mulders, G. D., & Keller, C. U. 2012, *A&A*, 537, A75
 Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, *A&A*, 432, 909
 Min, M., Kama, M., Dominik, C., & Waters, L. B. F. M. 2010, *A&A*, 509, L6
 Moerchen, M. M., Churcher, L. J., Telesco, C. M., et al. 2011, *A&A*, 526, A34
 Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., & Renaud, N. 1997, *A&A*, 324, 1083
 Mulders, G. D., Min, M., Dominik, C., Debes, J. H., & Schneider, G. 2013, *A&A*, 549, A112
 Nilsson, R., Liseau, R., Brandeker, A., et al. 2010, *A&A*, 518, A40
 Pinte, C., Harries, T. J., Min, M., et al. 2009, *A&A*, 498, 967
 Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797
 Riviere-Marichalar, P., Pinte, C., Barrado, D., et al. 2013, *A&A*, 555, A67
 Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
 Schmid, H. M., Beuzit, J. L., Mouillet, D., et al. 2010, in *In the Spirit of Lyot 2010*
 Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *ApJ*, 650, 414
 Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJ*, 513, L127
 Schneider, G., Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Debes, J. H., & Smith, B. A. 2009, *AJ*, 137, 53
 Soummer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
 Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
 Stokes, G. G. 1852, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 142, 463
 Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6
 Thébaud, P. 2009, *A&A*, 505, 1269
 Tinbergen, J. 2005, *Astronomical Polarimetry*
 Volten, H., Muñoz, O., Hovenier, J. W., et al. 2007, *A&A*, 470, 377
 Voshchinnikov, N. V., Videen, G., & Henning, T. 2007, *Appl. Opt.*, 46, 4065
 Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Backman, D. E., et al. 2005, *ApJ*, 618, 385
 Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
 Witzel, G., Eckart, A., Buchholz, R. M., et al. 2011, *A&A*, 525, A130
 Yamamura, I., Makiuti, S., Ikeda, N., et al. 2010, *VizieR Online Data Catalog*, 2298, 0

Les perspectives d'étude des systèmes planétaires avec SPHERE

Sommaire

4.1	La simulation de SPHERE	147
4.1.1	Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique : le cas de α Centauri B147	
4.1.2	Simulation d'imagerie différentielle angulaire des disques	154
4.1.3	Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique de disques avec ZIMPOL et IRDIS à partir de mesures en laboratoire	163
4.2	Comparaison avec les performances sur le ciel	168
4.2.1	Les premiers résultats de l'ADI	168
4.2.2	Les premiers résultats de ZIMPOL	171
4.3	Une redéfinition nécessaire du contraste à très courte séparation .	172
4.4	Les perspectives d'étude des disques de débris	177
4.4.1	Exemple de proposition d'observation avec SPHERE	177
4.4.2	Les atouts de SPHERE sur NaCo pour l'étude des disques	179
4.4.3	Les axes d'étude futures et l'apport d'autres instruments	181

A l'heure de l'écriture de ces lignes, SPHERE a passé avec succès le premier test sur le ciel de Paranal lors du premier commissioning du 8 au 22 mai 2014. Seul le CPI était présent à Grenoble lorsque je débutais mes travaux de thèse. Depuis, les différents instruments ont été assemblés, testés en laboratoire dans la salle propre de l'IPAG puis expédiés au VLT avant d'être remontés sur la plate-forme Nasmyth de l'UT4. Je me suis impliqué dans le groupe scientifique d'étude des disques circumstellaires, qui réunit les chercheurs des laboratoires membres du consortium ayant construit l'instrument et intéressés par cette thématique afin de déterminer et de proposer les cibles les plus intéressantes dans le cadre du temps garanti d'observations, en anglais Guaranteed Time of Observations (GTO). Le GTO est un des moyens mis en place par l'ESO pour rétribuer les laboratoires qui développent un instrument, sous forme de temps d'observation avec l'instrument SPHERE, d'un total de 260 nuits réparties sur les cinq premières années de fonctionnement. Sur ce total, au moins 20 nuits seront dédiées à l'étude des disques circumstellaires. Ce temps garanti consacré à l'observation des disques doit aussi stimuler des observations plus nombreuses en temps ouvert sur ce sujet.

Ma contribution dans ce domaine porte sur trois aspects :

- la simulation des instruments IRDIS et ZIMPOL pour prédire leurs performances et distinguer de manière critique les meilleures cibles

- la validation de certains modes de fonctionnement lors de tests en laboratoire ou sur le ciel
- l'étude prospective des modes et cibles pour lesquels SPHERE sera particulièrement pertinent.

4.1 La simulation de SPHERE

Lors du développement de SPHERE, un outil de simulation de l'instrument basé sur l'environnement appelé Code for Adaptive Optics Simulation (CAOS) (Carbillet et al. 2004) a été développé et est décrit dans Carbillet et al. (2008). Il a servi à l'analyse complète du système dans le cadre de l'étude de concept et de l'étude de certains composants particuliers (coronographes, masques pupillaire), ainsi qu'à l'analyse des performances de chacun des trois instruments IRDIS (Dohlen et al. 2008), IFS (Claudi et al. 2008) et ZIMPOL (Thalmann et al. 2008). Basé sur les principes de l'optique de Fourier, il simule la déformation du front d'onde à travers l'atmosphère et sa propagation à travers les optiques de l'instrument, représentées schématiquement par des aberrations et des masques appropriés dans les différents plans pupilles et focaux, après correction par le système d'OA. Une description est fournie en annexe G.

Cet outil est adapté pour simuler les techniques d'imagerie différentielle instantanée (e.g. spectrale ou polarimétrique) car les performances sont moins sensibles à l'évolution temporelle de la FEP. Cette variation temporelle est en effet plus difficile à modéliser, elle est due aux fléchissements mécaniques, aux défauts des pièces optiques mobiles, aux dilatations thermiques ou aux changements dans les conditions atmosphériques et la qualité de correction par l'OA. Nous commencerons donc par présenter les résultats de simulation du mode PDI avec ZIMPOL, puis IRDIS avant d'aborder la simulation de l'ADI.

4.1.1 Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique : le cas de α Centauri B

En Novembre 2012, l'annonce de la découverte d'une exoterre autour du système voisin α Centauri me permet de donner un cadre concret aux simulations du mode PDI sur lesquelles je travaille. Même si ce cadre s'écarte de la thématique des disques de débris, la stratégie d'observation PDI est identique, que l'on s'attache à détecter un disque ou une planète en lumière réfléchie, à la différence de l'ADI pour laquelle les effets de soustraction sont plus importants pour des objets étendus que pour des objets ponctuels. Ce système est particulièrement intéressant parce que les performances requises pour détecter la planète correspondent aux limites de l'instrument à la fois en terme de contraste et de séparation angulaire. Le choix de la configuration instrumentale est donc critique pour optimiser les chances de détection. Cela représente également un grand intérêt d'un point de vue astrophysique, puisque, contrairement aux habitudes, on cherche ici à détecter la lumière visible réfléchie de la planète. Je montre dans l'article qui suit (Milli et al. 2013) qu'il s'agit de la cible la moins difficile à détecter en lumière diffusée polarisée, parmi les exoterres et exoneptunes connues de masses inférieures à $25M_{\oplus}$. Les spécificités du système double, voire triple α Centauri rendent également ce cas d'étude particulièrement attrayant. α Centauri B est une étoile analogue au soleil, de type spectral K1V âgée de 4.85 ± 0.5 milliards d'années. Elle est liée gravitationnellement à l'étoile α Centauri A au sein d'un système binaire de demi-grand axe 21 AU situé à 1.3pc du soleil (Pourbaix 2002). La présence de poussière de type nuage zodiacal autour du système α Centauri est compatible avec les observations par les satellites Spitzer et Herschel à hauteur de 1 à 100 zodi (Wiegert et al. 2014).

L'étude m'a amené à envisager différents scénarios possibles concernant l'atmosphère de cette planète afin de prédire la signature polarimétrique.

Une telle détection qui serait une première en détectant la lumière visible réfléchi est à la limite des performances que l'on peut espérer. Elle requiert en effet que l'instrument se comporte sur le ciel en accord avec les simulations, en particulier au niveau de la soustraction des canaux polarimétriques, point critique des performances. Elle n'est aussi possible que sous l'hypothèse possible mais favorable où la planète présente une atmosphère gazeuse qui diffuse et polarise la lumière stellaire, comme c'est le cas de la Terre ou Vénus par exemple. Dans le cas d'une surface rocheuse dépourvue d'atmosphère comme pour la Lune ou Mercure, les performances instrumentales ne permettraient pas une détection. Les détails des hypothèses conduisant à cette conclusion sont donnés dans l'article ci-dessous.

Prospects of detecting the polarimetric signature of the Earth-mass planet α Centauri B b with SPHERE/ZIMPOL

J. Milli^{1,2}, D. Mouillet¹, D. Mawet², H. M. Schmid³, A. Bazzon³, J. H. Girard², K. Dohlen⁴, and R. Roelfsema³

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), University Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France
e-mail: julien.milli@obs.ujfgrenoble.fr

² European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

³ Institute for Astronomy, ETH Zurich, 8093 Zurich, Switzerland

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), 13388 Marseille, France

Received 12 May 2013 / Accepted 4 June 2013

ABSTRACT

Context. Over the past five years, radial-velocity and transit techniques have revealed a new population of Earth-like planets with masses of a few Earth masses. Their very close orbit around their host star requires an exquisite inner working angle to be detected in direct imaging and sets a challenge for direct imagers that work in the visible range, such as SPHERE/ZIMPOL.

Aims. Among all known exoplanets with less than 25 Earth masses we first predict the best candidate for direct imaging. Our primary objective is then to provide the best instrument setup and observing strategy for detecting such a peculiar object with ZIMPOL. As a second step, we aim at predicting its detectivity.

Methods. Using exoplanet properties constrained by radial velocity measurements, polarimetric models and the diffraction propagation code CAOS, we estimate the detection sensitivity of ZIMPOL for such a planet in different observing modes of the instrument. We show how observing strategies can be optimized to yield the best detection performance on a specific target.

Results. In our current knowledge of exoplanetary systems, α Centauri B b is the most promising target with less than 25 Earth masses for ZIMPOL. With a gaseous Rayleigh-scattering atmosphere and favorable inclinations, the planet could be detected in about four hours of observing time, using the four-quadrant phase-mask coronagraph in the I band. However, if α Centauri B b should display unfavorable polarimetric and reflective properties similar to that of our Moon, it is around 50 times fainter than the best sensitivity of ZIMPOL.

Conclusions. α Centauri B is a primary target for SPHERE. Dedicated deep observations specifically targeting the radial velocity-detected planet can lead to a detection if the polarimetric properties of the planet are favorable.

Key words. instrumentation: high angular resolution – planets and satellites: detection – instrumentation: polarimeters – polarization – planets and satellites: individual: alpha Centauri – planets and satellites: atmospheres

1. Introduction

Imaging planets is a very attractive goal to improve our understanding of planetary systems. So far, it has only been achieved in the near-infrared¹ by detecting the thermal emission of young (1–100 Myr) and massive Jupiter-size planets at large distances from their host stars (5–100 AU). Imaging planets in visible reflected light is also very valuable. However, while the flux reflected by the planet is highest at a very small orbit, the stellar halo is stronger than that of the planet at such a short separation. Moreover, the adaptive optics (AO) correction is not favorable at visible wavelengths. The contrast required is around 4×10^{-10} for an earth at 1 AU from its host star, while the angular separation is only 0.1'' for a star at 10 pc.

However, to help detection, a specific property of scattered light can be used: polarization. Polarimetric differential imaging (PDI) is already widely used to enhance the contrast between a star and circumstellar material, e.g., to reveal protoplanetary disks. Currently, two 8-m class telescopes provide subarcsec-resolved imaging with a dual-beam polarimeter: Subaru/HiCIAO and VLT/NaCo. The latter revealed polarized

circumstellar emission down to 18 mag/arcsec² at 1.5'' on HD 169142 (Quanz et al. 2013). A dedicated instrument for exoplanet search in the visible light will now be installed at the VLT as part of the SPHERE instrument (Beuzit et al. 2008): ZIMPOL, the Zurich IMaging POLarimeter (Schmid et al. 2006). It uses the SPHERE AO system and coronagraphic masks. ZIMPOL has demonstrated polarimetric sensitivities of 10^{-5} locally with an absolute polarimetric accuracy of 10^{-3} . Fast polarimetric modulation is performed using a ferroelectric liquid crystal to swap two orthogonal linear polarization states at 1 kHz. A polarization beamsplitter converts this modulation into an intensity modulation, which is then demodulated in real-time by a special masked charge-shifting CCD detector. The same CCD pixels are used for the detection of both polarization states to minimize differential effects. Since the modulation period is shorter than the seeing variation timescale, speckle noise is strongly reduced in the polarization image.

The large majority of low-mass exoplanets ($M_{\text{pl}} \leq 25 M_{\text{Earth}}$) detected in transit or radial velocity (RV) have a projected angular separation at quadrature smaller than the ZIMPOL inner working angle however, $2\lambda/d$ at 600 nm or 0.03''. Those with a preliminary intensity contrast higher than one part per billion (10^{-9}) and a projected separation larger than 0.03'' are named in Fig. 1 and constitute our sample selection. The preliminary intensity contrast is given by $f \cdot (R_{\text{pl}}/a)^2$ assuming the

¹ Except for Fomalhaut b detected by Kalas et al. (2008) with HST/ACS and confirmed by Galicher et al. (2013) and Currie et al. (2012), but this is a controversial case because the nature of the object has yet to be revealed.

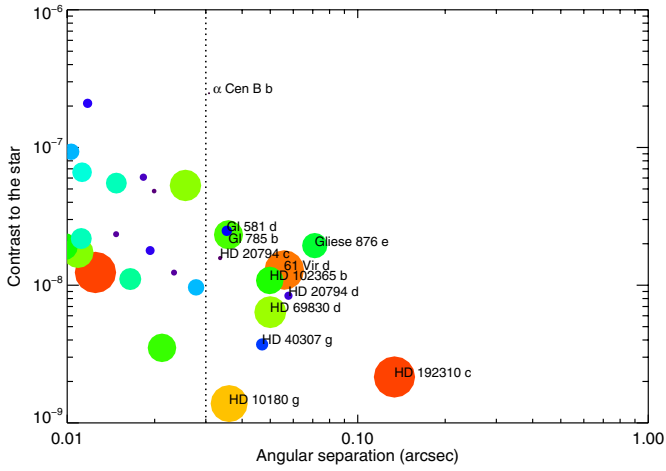


Fig. 1. Preliminary intensity contrast of known exoplanets of less than 25 Earth masses confirmed before May 2013 (from exoplanets.eu). The size and color (from blue to red) of the dots are proportional to the planet mass.

same reflectance $f = 0.2$ for all planets (corresponding to the Rayleigh-scattering atmosphere described below and a scattering angle $\alpha = 87^\circ$). The radius R_{pl} is computed from the RV mass $M_{\text{pl}} \sin i$ assuming an Earth bulk density. The vertical dotted line shows the ZIMPOL inner working angle. Of the 11 targets, α Cen B b is by far the most promising with its intensity contrast of more than 2×10^{-7} . It has a semi-major axis $a = 0.04$ AU (Dumusque et al. 2012). Because its parent star is the second-closest star after Proxima Centauri at a distance of 1.34 pc, the projected separation is enhanced but remains small: $0.03''$ at quadrature.

Polarimetric differential imaging is complementary to RV techniques, which have a projection ambiguity because the system inclination i is unknown and only the projected mass $M \times \sin i$ can be determined. This degeneracy can be broken with multi-epoch direct images. α Cen B b could then become the first exoplanet to be unambiguously detected both in RV and direct imaging. The only other planet directly imaged with tight RV constraints is β Pic b (Lagrange et al. 2012), for which we can constrain its true mass to the range 9–12 M_{Jup} independently from brightness-mass relations. Moreover, polarimetry gives additional constraints on the planet’s atmospheric and surface properties even if those models are highly degenerated.

2. Expected polarimetric signatures of α Cen B b

The linear polarization is commonly described using the Stokes parameters Q and U . Each of them can be obtained with the difference in intensity between beams with opposite linear polarization (I_{0° and I_{90° for Stokes U , I_{45° and I_{-45° for Stokes V). From RV data, the planet orbital phase angle can be predicted, but not the system inclination i , therefore the planet position angle (PA) on sky is unknown and the direction of linear polarization of the planet cannot be predicted. Consequently, the parameters Q and U have both to be measured.

For a given observation at time t , we call ϕ the orbital phase angle of the planet ($\phi = 0^\circ$ at inferior conjunction and $\phi = 90^\circ$ at quadrature). The remaining unknown parameters upon which the Stokes Q and U parameters depend Stokes Q and U are the following:

- The system inclination i . This will entirely define the scattering angle α of the planet, given by $\alpha(\phi, i) = \arccos(\cos \phi \sin i)$. We assumed that the orbit was fully

circularized given the low value of a . Four discrete inclinations 10° , 30° , 60° , and 90° are used in our simulations, corresponding to a planet true mass of 6.6, 2.2, 1.3, and 1.1 Earth masses.

- The disk integrated reflectance $f(\alpha, \lambda)$ and polarization fraction $p(\alpha, \lambda)$ as a function of α . The product $f \times p$ is called polarized reflectance hereafter.
- The planet radius R_{pl} estimated from the mass-radius relation derived for terrestrial planets by Sotin et al. (2007), with R_{pl} proportional to $M_{\text{pl}}^{0.274}$. It ranges between $1.7 R_{\text{Earth}}$ for a 10° inclination and $1.0 R_{\text{Earth}}$ for an edge-on system.

All in all, the polarimetric contrast is $p(\phi, i, \lambda) f(\phi, i, \lambda) \left(\frac{R_{\text{pl}}}{a}\right)^2$. We investigate two polarization models for the planet:

Moon-like planet. This model corresponds to a rocky planet with polarimetric properties like the Moon. Given the small mass and orbital distance of α Cen B b, a tiny atmosphere or even no atmosphere at all is a realistic assumption. The light is reflected from the solid surface and Moon- or Mercury-like properties are therefore plausible. From a detection point of view this would represent a worst case scenario. We used reflectance and polarization fraction measurements of the Moon derived from Coyne & Pellicori (1970) and Kieffer & Stone (2005) for this scenario. They are displayed in Fig. 2. The polarized reflectance reaches a maximum of 0.13% for a scattering angle of 60° and there is little wavelength dependence in the 600–900 nm range.

Planet with a Rayleigh-scattering atmosphere. In more favorable conditions, the planet is assumed to have a rocky core and to retain a Rayleigh-scattering atmosphere that reflects and polarizes much more incident starlight. We used the polarization model presented in Buenzli & Schmid (2009) for that purpose. It assumes a multiple-scattering atmosphere above a Lambertian surface. It is described by three parameters: the surface albedo A_s , the atmosphere total optical depth τ , and the single scattering albedo ω . We chose the most favorable parameter set corresponding to a deep ($\tau = 30$) conservative ($\omega = 1$) Rayleigh-scattering atmosphere above a perfectly reflecting Lambert surface ($A_s = 1$). The polarized reflectance peaks at 8.1% for a scattering angle of 63° . Likely scenarios for such a deep atmosphere would be a planetary surface hot enough to sublimate, explosive volcanism, and/or a slowly evaporating atmosphere.

We did not consider the case of an ocean planet as initially introduced by Kuchner (2003) and Léger et al. (2004). Although the polarimetric signature of ocean planets is peculiar because the presence of the specular reflection on the planet’s liquid surface in addition to Rayleigh scattering in the atmosphere (McCullough 2006), runaway greenhouse excludes the possibility that α Cen B b could sustain liquid water on its surface. A runaway greenhouse is indeed possible for an ocean planet at the orbit of Venus (Kopparapu et al. 2013), and α Cen B b receives an insolation as strong as 193 times that received by Venus.

As ZIMPOL is able to perform polarimetry at different visible wavelengths from 515 nm to 900 nm, we investigated how chromatic the integrated reflectance and polarization fraction are. α Cen B is a late-type star (spectral type K1V), therefore more scattered flux is expected at longer wavelengths. For our two models, reflectance is also higher at longer wavelengths but the polarization fraction is smaller so that the polarized reflectance is very achromatic over the spectral range and should not be considered a critical item when selecting the wavelength band from an astrophysical point of view.

Table 1. Expected contrast in polarized light, expressed in parts per billion (10^{-9}) assuming the Rayleigh-scattering atmospheric model, except for α Cen B b where both models are displayed.

Planet	$i = 10^\circ$	$i = 30^\circ$	$i = 60^\circ$	$i = 90^\circ$
α Cen B b (Rayleigh)	223	119	94	89
Gl 581 d	19	12	8.8	8.1
Gl 785 b	16	9.8	7.3	6.7
HD 20794 c	13	8.4	6.2	5.7
Gliese 876 e		6.2 ($i = 59.5^\circ$)		
61 Vir d	8.4	5.3	3.9	3.6
HD 102365 b	7.4	4.6	3.4	3.1
HD 20794 c	6.6	4.1	3.1	2.8
HD 69830 d		3.9 ($i = 13^\circ$)		
α Cen B b (Moon-like)	3.1	1.7	1.3	1.2
HD 40307 g	2.8	1.7	1.3	1.2
HD 192310 c	1.4	0.88	0.65	0.59

Notes. The contrasts is shown for 4 different system inclinations, except in 2 cases where the inclination is already constrained.

For each of the two models, we computed the expected polarized contrast of α Cen B b for different system inclinations i and at different orbital phase angles ϕ corresponding to different angular separations of the planet. The value displayed in Table 1 corresponds to the orbital phase angle that leads to the highest contrast under the constraint that the projected angular separation is greater than $0.03''$. As an exercise, we repeated this task for the other ten targets presented in Fig. 1, keeping only the favourable Rayleigh-scattering model. This confirms the preliminary result from Fig. 1: among low-mass planets ($M_{\text{pl}} \leq 25 M_{\text{Earth}}$), α Cen B b is an order of magnitude brighter in polarized reflected light than any other potential target for ZIMPOL. The expected polarimetric contrast varies between 1 and 223 ppb, depending on the assumptions.

3. Observing strategies and instrumental setup

In a second step, the expected planet polarization signature has to be compared with the ZIMPOL detectivity. This is made by adding the planets polarization signal in a simulated point-spread function (PSF) produced by the official SPHERE/ZIMPOL simulator (Thalmann et al. 2008). It uses the diffraction code CAOS (Carillet et al. 2008).

3.1. Observing strategies

To minimize telescope time, we considered an observing scenario where the target is repeatedly observed at the most favorable planetary orbit phase angles with respect to the ZIMPOL sensitivity, namely close to quadrature. The planet position is the same at each visit and the frames can be combined in order to enhance the planet's signal-to-noise ratio (S/N). For each visit, the baseline considered is a four-hour observation to measure both the Stokes Q and U parameters, or two hours on each Stokes parameter. Given the short period of the planet, this is indeed the longest integration that does not lead to a significant planet smearing due to its orbital motion. At the best orbital phase angle of 80° , the smearing of the planet α Cen B b on the detector during a two-hour observation remains below $0.3 \lambda/d$ if the system inclination is above 30° , and it is smaller than $0.4 \lambda/d$ in all cases. Therefore, the expected dilution of the signal was not taken into account in this simulation.

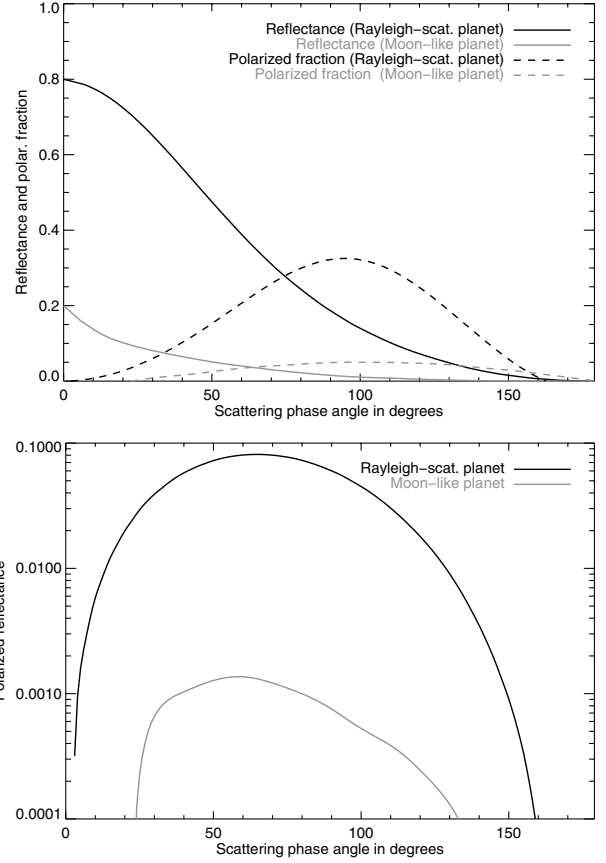


Fig. 2. Reflectance f and polarization fraction p (top) and polarized reflectance $f \cdot p$ (bottom) of the two planet models. For the Moon-like planet, properties are given for the I band.

3.2. ZIMPOL setup

ZIMPOL's best polarimetric performances are achieved in fast polarimetry: polarimetric modulations are performed at 1 kHz, faster than the turbulence timescale. This eliminates most of the stellar halo and its speckle pattern. A quasi-static pattern remains at a level of 10^{-4} with respect to the stellar core because of the low-level optical polarization and the wavefront error variation induced by the polarimetric swap. This pattern is additionally reduced by polarimetric switching introduced by a 45° rotation of the half-wave plate (HWP) where the sign of the polarization in front of the switch is reversed, whereas the sign of the instrumental polarization after the switch remains unchanged. This way the static instrumental effects are eliminated by the data reduction process. The remaining level of residuals can be additionally reduced by averaging images corresponding to different offsets of the derotator. This is called active field-rotation. We assumed twelve derotator offsets, which additionally decreased the noise by a factor 3.5. Appendix A quantifies the noise contributors and describes the data reduction steps. The final contrast value is below 10^{-7} at $2\lambda/D$.

As the expected separation of α Cen B b is $2\lambda/D$, observations can only be planned with the two 4QPM coronagraphs or without any coronagraph. The Lyot masks do not provide a small enough inner working angle. As the 4QPM are chromatic, two filters are studied here: broad-band I and R , with a central wavelength of 790 nm and 626 nm respectively, and a spectral width of 150 nm. The case without coronagraph is studied here with the broader filter in ZIMPOL: very broad-band RI covering the full 590 nm to 880 nm spectral range. Figure 3 shows

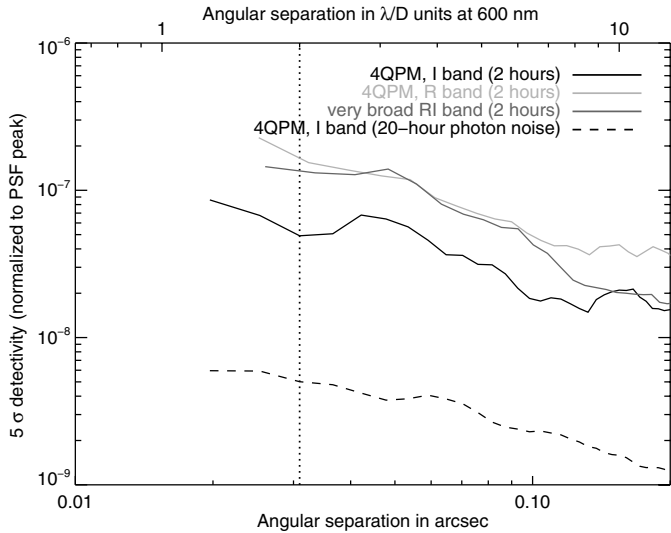


Fig. 3. Comparison of the performance of ZIMPOL at close separation in the different bands. Quasi-static, photon, and readout noise are included.

the contrast comparison in the different bands. The 4QPM in the *I*-band gives results more than one order of magnitude better than saturated images or than the 4QPM-R at the separation of α Cen B b. It is more efficient to reject light thanks to a better AO correction (cf. Appendix A). This advantage more than compensates for the fact that no coronagraph allows a broader bandpass. An additional drawback of not using any coronagraph is that saturation is dangerously close to α Cen B b.

It could be argued that the presence of the planet at a separation around or slightly below $2\lambda/D$ could be a problem for detection because this is considered as the inner working angle for the 4QPM coronagraph. However, the extinction rate of a companion located at 45° from a mask transition is relatively constant between 1.7 and $2\lambda/D$ (Riaud et al. 2001).

4. Results

As shown in Fig. 4, a rocky planet with a Rayleigh-scattering atmosphere is detected above the 5σ level whatever the inclination of the system in a total of four hours (two hours for each Stokes parameter Q and U). The detection is easier for pole-on systems since the planet's true mass, hence the radius too, is greater. In most cases the detectivity is best for an orbital phase angle ϕ between 80° and 90° , therefore the observations should be planned to be conducted in this window. For a rocky planet with Moon-like properties, the detection level is about 50 times fainter than the ZIMPOL sensitivity in four hours. For comparison we overplotted the photon noise level for 20 h of observations. It corresponds to the best possible detectivity level assuming we succeeded in removing all differential aberrations down to that level. A deep understanding of the instrument stability complemented by advanced post-processing techniques will be necessary.

5. Conclusions

We have studied the detectivity of known low-mass exoplanets with the SPHERE/ZIMPOL instrument using two polarization models. Among planets with a mass smaller than 25 Earth masses, α Cen B b is by an order of magnitude the best-known candidate for a direct detection in polarized reflected light. It would be a groundbreaking result unlikely to be surpassed for some time due to the proximity of this exoplanet to Earth.

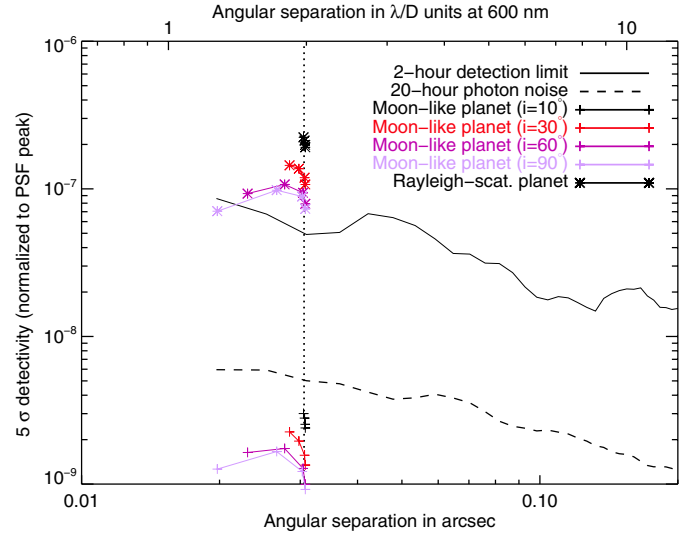


Fig. 4. Detection level of the two planet models with the 4QPM coronagraph in the *I* band. The symbols indicate the planet signal for an orbital phase angle ϕ of 40° , 60° , 80° , and 90° respectively.

The best setup to observe α Cen B b is to use the fast polarimetric mode of ZIMPOL in the broad-band *I* filter with the 4QPM coronagraph.

A rocky planet with an atmosphere that has ideal Rayleigh-scattering properties can be detected in four hours whatever the inclination but a planet without an atmosphere and with unfavorable scattering properties like the Moon would pass unnoticed. A scenario that could potentially enhance the polarized reflectance is the atmospheric escape that would produce a cometary-tail of ionized gas because the stellar tidal forces extend the Roche limit and the strong radiations heat the planetary surface. The escape of atomic hydrogen was previously revealed for HD 209458 b (Vidal-Madjar et al. 2003), but observational constraints are scarce. These effects may lead to a much stronger polarimetric signature, but a detailed calculation is beyond the scope of this paper. If the 20-h photon noise level can be reached by combining several observation epochs and suppressing systematic effects, the 5σ contrast level is decreased to 5×10^{-9} . This is still above the signal of a Moon-like α Cen B b, but many kinds of planets without ideal Rayleigh-scattering atmosphere become detectable. This also represents the 5σ contrast level of our ideal Rayleigh-scattering model for a planet with the same mass but a period of 56 days (28 days respectively) if the system is inclined at 10° (90° respectively). Such a planet might have passed unnoticed among radial velocity measurements, especially because the star's rotational periods are about 40 days long. Alternatively, with this contrast level, we are now sensitive to much lighter planets whose RV signals are undetectable, so direct imaging will definitely bring a very interesting diagnostic to the planetary system around α Cen B. The results presented here are based on instrument properties as they are known now, but it is clear that more investigations for the best data combination and signal extraction will be pushed forward on the basis of the first on-telescope results.

Appendix A: ZIMPOL simulation description

A ZIMPOL simulation is conducted using the SPHERE software package for the CAOS problem-solving environment described in Carillet et al. (2008). A comprehensive description of the ZIMPOL simulator is provided in Thalmann et al. (2008). We

briefly summarize the simulation concept and assumptions. The diffraction code of CAOS produces PSFs for the central occulted star and for out-of axis planets, simulating the AO-corrected turbulence with 100 turbulent phase screens and static and differential aberrations. The differential aberrations account for temporal drifts in the common optical path on the timescale of the HWP signal-switching or differences between the two polarimetric channels. The atmospheric and telescope parameters are the same as described in [Thalmann et al. \(2008\)](#). The assumptions for the static aberrations were updated using data from manufacturing: static instrumental aberrations were decreased from 34.5 to 30 nm and AO calibration aberrations were decreased to 5nm. The two simulations of the 4QPM used a total of six wavelengths within the band while the very broad-band simulation used 36 wavelengths. The simulations show a Strehl ratio of about 50% in the *I* band with a peak rejection factor slightly above 100. We highlight however that a good AO tip-tilt correction is essential to reach a higher starlight rejection and the 4QPM coronagraphs display transitions between the quadrants that also degrade the star extinction performance. Additionally, the performance of the atmospheric dispersion corrector is degraded with the broad- and very broad-band filters.

In a second step, the PSFs produced by CAOS are combined with the star properties and latest instrumental transmission as measured in the laboratory ([Roelfsema et al. 2011](#)). The detector integration time (DIT) was adjusted within its range (0.16 to 10 s in the windowed $1'' \times 1''$ detector mode). With the minimal DIT, the detector is saturated to a level of 3, meaning almost up to the region of interest at $2\lambda/D$, whereas the typical exposure time with the coronagraphs is 6s to reach the full dynamic of the detector. The photon, detector, and polarimetric noise are then added. The detector noise amounts to ten electrons ([Schmid et al. 2012](#)) for the windowed ($1'' \times 1''$) readout mode selected, and a polarimetric sensitivity of 10^{-5} was used. This yields the two final images I_{0° and I_{90° with their 2 analogs once the HWP has been switched. We assumed that this switch was performed every five minutes and the resulting temporal aberrations are the same as described in [Thalmann et al. \(2008\)](#). The typical contrast level of the four images is shown in Fig. A.1 (top curve). The following steps are then performed:

- Subtraction of the intensity images I_{0° from I_{90° (second curve from the top in Fig. A.1).
- Subtraction of the resulting image from its analog after the HWP switch by 45° (third curve from the top in Fig. A.1).
- Accounting for contrast improvements due to active field rotation. At a separation of $2\lambda/D$, there are $2 \times 2\pi = 12$ resolution elements. Assuming there are independent realizations of a Gaussian process, a pattern with 12 derotator offsets would additionally decrease the remaining noise by a factor $\sqrt{12} = 3.5$ (darkest curve in Fig. A.1).

This simulation mainly relies on two consecutive image differences: the first one between two instantaneous images with two orthogonal polarization directions and a second one between images with different positions of the HWP separated by about five minutes. In practice, this second difference could be achieved by

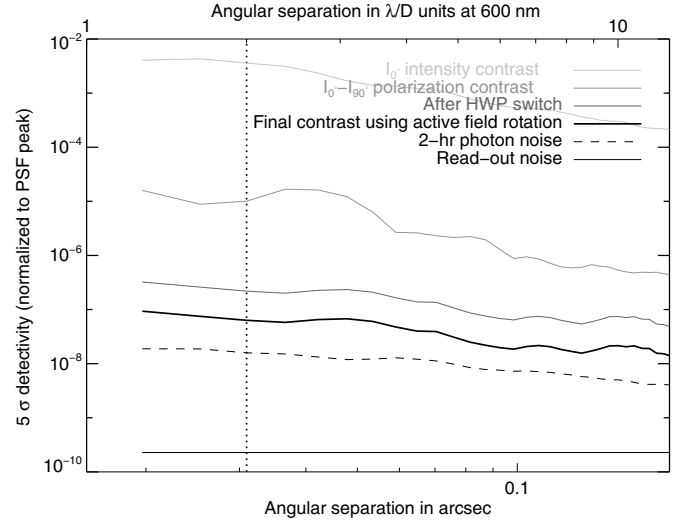


Fig. A.1. Decomposition of the final polarization contrast curve after the $I_{0^\circ} - I_{90^\circ}$ image subtraction, HWP switch, and active field rotation using 12 derotator positions for a two-hour coronagraphic observation in the *I* band. Quasi-static speckles are the dominant noise contributor at short separation.

building the image that best matches the current one from a library of PSFs. When the instrument shows a stable behavior over time, this library could contain PSFs corresponding to telescope realizations at a different date or on different stars. Advanced image-processing algorithms could then be used to build the best-matching PSF and reduce the remaining aberrations even more.

References

- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7014
 Buenzli, E., & Schmid, H. M. 2009, *A&A*, 504, 259
 Carbillet, M., Boccaletti, A., Thalmann, C., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7015
 Coyne, G. V., & Pellicori, S. F. 1970, *AJ*, 75, 54
 Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJ*, 760, L32
 Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., et al. 2012, *Nature*, 491, 207
 Galicher, R., Marois, C., Zuckerman, B., & Macintosh, B. 2013, *ApJ*, 769, 42
 Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
 Kieffer, H. H., & Stone, T. C. 2005, *AJ*, 129, 2887
 Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013, *ApJ*, 765, 131
 Kuchner, M. J. 2003, *ApJ*, 596, L105
 Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *A&A*, 542, A18
 Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., et al. 2004, *Icarus*, 169, 499
 McCullough, P. R. 2006, unpublished [[arXiv:astro-ph/0610518](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610518)]
 Quanz, S. P., Avenhaus, H., Buenzli, E., et al. 2013, *ApJ*, 766, L2
 Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemaquis, F., & Labeysrie, A. 2001, *PASP*, 113, 1145
 Roelfsema, R., Gisler, D., Pragt, J., et al. 2011, in SPIE Conf. Ser., 8151
 Schmid, H. M., Beuzit, J.-L., Feldt, M., et al. 2006, in *Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques*, eds. C. Aime, & F. Vakili, IAU Colloq., 200, 165
 Schmid, H.-M., Downing, M., Roelfsema, R., et al. 2012, in SPIE Conf. Ser., 8446
 Sotin, C., Grasset, O., & Mocquet, A. 2007, *Icarus*, 191, 337
 Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7014
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143

Depuis la publication de la découverte de la planète α Cen B b par la technique des vitesses radiales par [Dumusque et al. \(2012\)](#), de sévères critiques à l'égard des conclusions des auteurs ont été avancées ([Hatzes 2013](#)). Des tentatives de confirmation par la technique complémentaire du transit photométrique ou spectroscopique ont été proposées, étant donné la probabilité de transit relativement importante de 16% avec une profondeur minimum de 100ppm ([Carey et al. 2013](#)). Ainsi des observations spectroscopiques avec l'instrument UVES au VLT¹ ont été réalisées en mai 2013 et une demande de temps avec le satellite Spitzer a été faite ([Carey et al. 2013](#)). Les résultats ne sont pas encore connus.

Néanmoins, dans le même temps, d'autres nouvelles découvertes ont eu lieu, notamment autour de la naine M voisine du soleil GJ 191 (ou HD 33793) située à 3.9 pc, soit seulement trois fois la distance au système α Centauri, et surnommée l'étoile de Kapteyn ([Anglada-Escudé et al. 2014](#)). Deux planètes de masse projetée $4.8^{+0.9}_{-1.0}M_{\oplus}$ et $7.0^{+1.2}_{-1.0}M_{\oplus}$ sont détectées par la technique des vitesses radiales, avec des périodes de 48.6 et 121.5 jours. En Figure 4.1, j'ai ajouté ces deux nouvelles planètes dans le diagramme contraste vs séparation angulaire présenté en Figure 1 de l'article précédent. Même si α Centauri B b reste, de par son très faible demi-grand axe la cible privilégiée si elle existe bien, Kapteyn b est un concurrent intéressant, d'autant qu'une atmosphère gazeuse polarisant la lumière est plus probable étant donné son orbite.

4.1.2 Simulation d'imagerie différentielle angulaire des disques

La simulation de l'ADI requiert davantage d'hypothèses pour espérer reproduire les variations temporelles de la FEP. J'ai considéré deux approches pour les évaluer :

1. une *simple différence* entre deux images, censée représenter le résultat obtenu après ADI. Cela nécessite d'estimer les aberrations différentielles entre les deux images de manière à bien représenter les résidus temporels après réduction ADI. Cette approche ne prend pas en compte la soustraction d'un disque due à l'ADI. Un diagramme illustrant cette approche est donné en Figure 4.2.
2. la *simulation complète* d'une séquence de FEP qui décrit l'évolution temporelle des aberrations. En pratique cela peut être réalisé en attribuant un écran de phase à chaque pièce optique ou groupe de pièces optiques, puis à générer la FEP globale du système à chaque instant en fonction de la position et l'orientation de chaque pièce optique, et bien sûr de la perturbation atmosphérique correspondante à cet instant. On peut ensuite insérer dans le cube de données un objet astrophysique (un disque par exemple) aux angles parallactiques correspondants pour simuler l'ADI. Ici encore, les hypothèses utilisées pour les écrans de phase sont critiques pour les performances de la simulation.

Simple différence

Configuration et hypothèses instrumentales : • On a simulé des observations coronographiques avec IRDIS en bande large H d'un temps total d'intégration de 1000s (17min), soit 1000 poses de 1s chacune (NDIT=1000 et DIT=1s). Le coronographe est l'APLC de diamètre 185mas.

- La transmission du télescope correspond à trois réflexions sur de l'aluminium, et un coefficient d'extinction de 0.86 pour prendre en compte la poussière des miroirs. Celle de l'instrument IRDIS est basée sur les mesures effectuées sur lampes internes.
- Les deux images sont calculées à partir de la moyenne de 100 réalisations de la turbulence. Cent écrans turbulents indépendants sont un minimum pour obtenir un halo représentant une image longue pose.

1. Proposition 091.C-0838(A) sous l'égide de David Ehrenreich

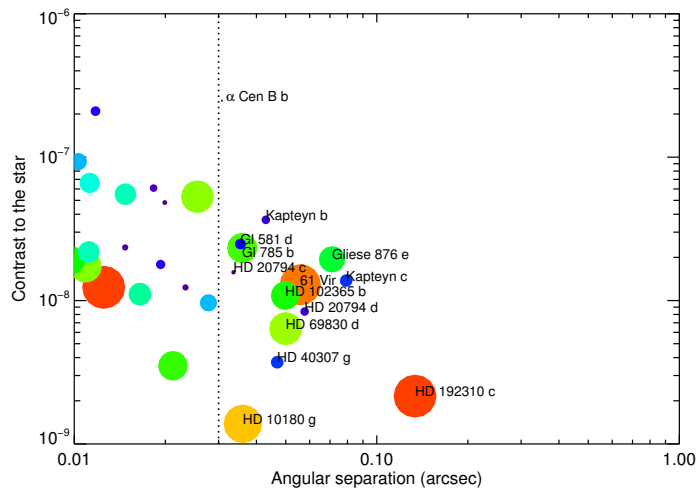


FIGURE 4.1 – Mise à jour de la Figure 1 de Milli et al. (2013) en incluant les planètes Kapteyn b et c.

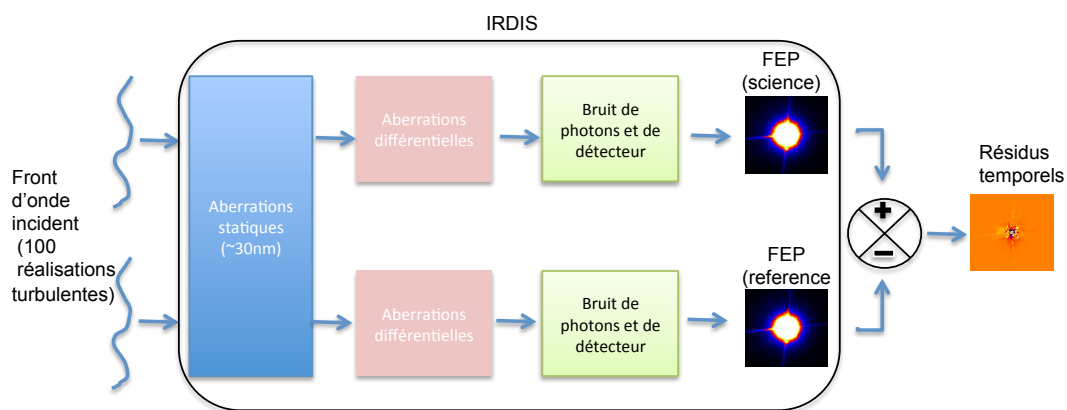


FIGURE 4.2 – Schéma-bloc de la méthode de simple différence

- les aberrations différentielles entre les deux images sont un paramètre critique pour l'estimation des performances. Pour un niveau de contraste de 10^{-6} ou mieux, ces aberrations différentielles représentent quelques nm RMS uniquement. Elles sont couplées à des aberrations stables, c'est-à-dire identiques pour les deux images de l'étoile et sa référence. Celles-ci sont plus importantes, et atteignent un niveau de 30nm RMS au niveau du coronographe, hypothèse jugée conservatrice. Les aberrations différentielles possèdent une densité spectrale de puissance constante, censée représenter la rotation ou translation des pièces optiques en mouvement, vues de manière différente entre la voie d'analyse dans le visible et la voie scientifique dans l'infrarouge proche. Ces effets déterministes varient selon la qualité de correction de la réfraction atmosphérique, modélisée sous la forme d'aberrations résiduelles en aval du correcteur de dispersion atmosphérique, en anglais Atmospheric Dispersion Corrector (ADC) et d'aberrations chromatiques dues au décalage de faisceau en amont de l'ADC. Cela induit des performances variables selon l'angle horaire, et l'angle zénithal de l'objet. En outre, une légère variation des conditions turbulentes, et des dérives très faibles d'alignement du système peuvent être introduites (par exemple une aberration de basculement, de la défocalisation ou un décalage de la pupille entre les deux images).
- Les sources de bruit prises en compte en plus du bruit de tavelures atmosphériques et quasi-statiques sont le bruit de photons, le bruit de fond de ciel (selon l'hypothèse d'un ciel de magnitude 13 en H), le bruit de lecture du détecteur d'IRDIS de 10 électrons, et un bruit lié à l'image de plage de lumière uniforme supposé suivre une distribution normale de moyenne unitaire et d'écart-type 10^{-3} .

Hypothèses sur l'étoile et le disque : J'ai simulé des observations de disques de débris dont la morphologie s'apparente à un anneau fin de poussière, similaire à HR 4796, autour d'une étoile de magnitude 5.7 en bande H. Ces disques sont vus avec une inclinaison de 78° par rapport à une vue de dessus, leur conférant ainsi une géométrie elliptique. Ils ont été créés avec l'outil GRaTeR, en supposant une population de particules de poussière de section efficace constante qui diffuse la lumière stellaire de façon isotrope. La distribution de densité de poussière (échelle de hauteur du disque, pente interne et externe) est celle utilisée dans [Lagrange et al. \(2012b\)](#) de façon à recréer un anneau fin de poussière similaire à HR 4796. Au total, neuf modèles de disques de demi-grand axe $0.5''$, $1''$ et $2''$, de brillance dans les anses 9,12 et 15 mag/arcsec² ont été générés. Le modèle le plus proche du disque de HR 4796 est celui de demi-grand axe $1''$ et de brillance 12 mag/arcsec² dans les anses. Ces modèles sont ensuite convolués avec une FEP non coronographique également simulée par CAOS et l'image convoluée est additionnée aux résidus obtenus après différence entre les deux images.

Résultats : Les résultats présentés sous forme d'images en Figure 4.3 et de courbes de contraste en Figure 4.5) montrent que tous les disques de brillance 12 et a fortiori 9 mag/arcsec² sont détectés à un degré de confiance supérieur à 99.7%. Le cas le plus proche du disque de HR 4796 est illustré en Figure 4.4. On constate notamment que les tavelures résiduelles peuvent créer des inhomogénéités dans l'anneau. Les images sont largement dominées ici par ce bruit de tavelures, comme l'indique la Figure 4.5 à droite qui détaille la contribution de chaque source de bruit. Malgré un temps d'intégration relativement court, le bruit de photons est plus d'un ordre de grandeur en dessous du bruit de tavelures.

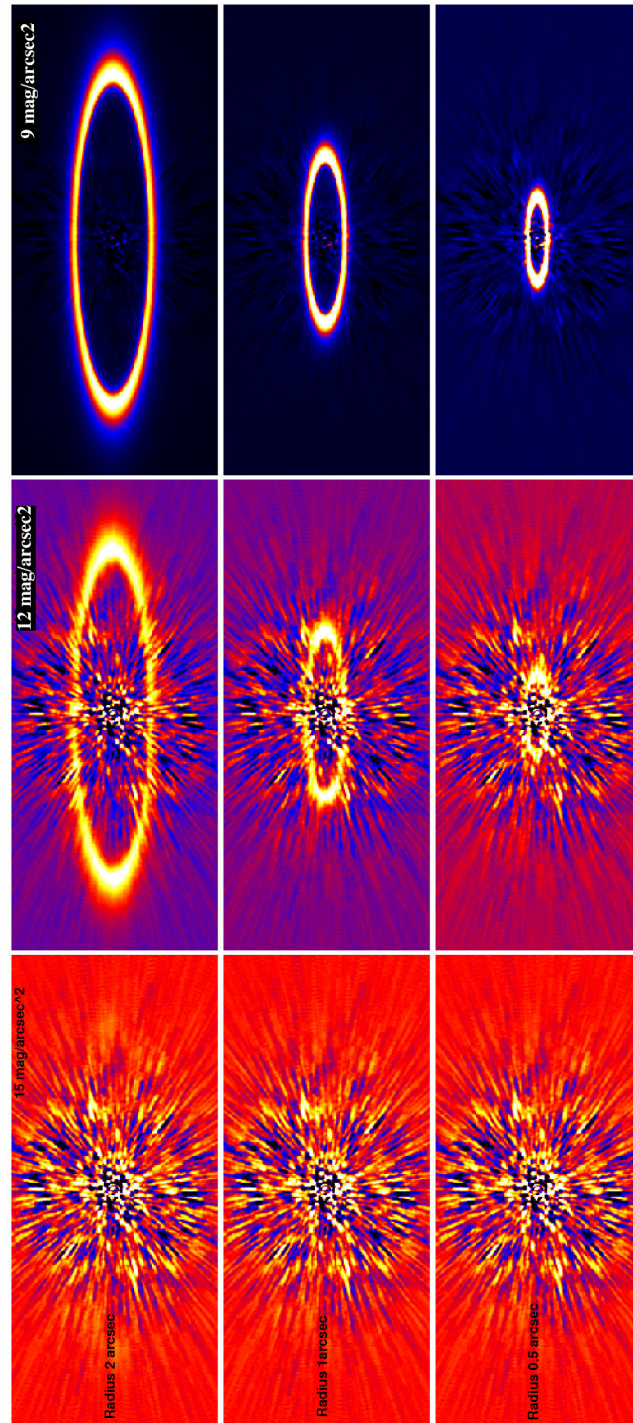


FIGURE 4.3 – Résultats de la simulation pour les neuf modèles de disques

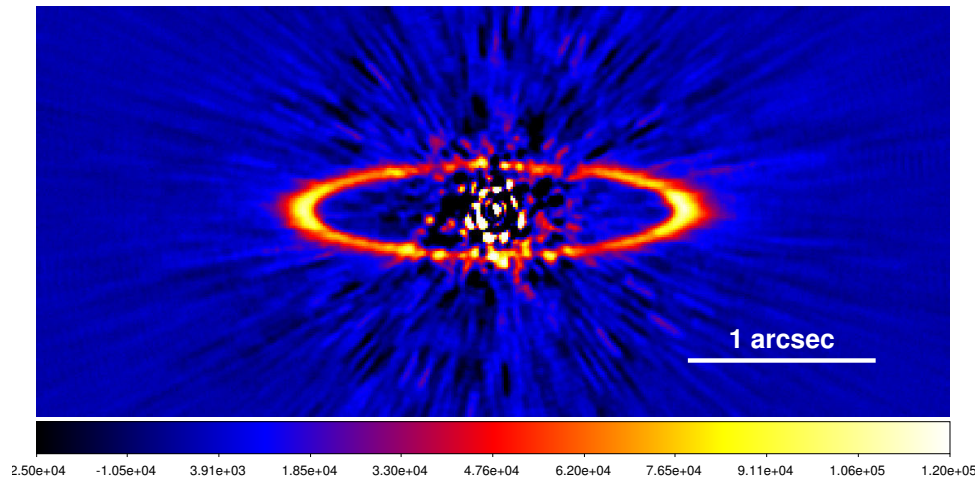


FIGURE 4.4 – Modèle correspondant au disque de HR 4796 (identique à l'image centrale de la Figure 4.3 avec échelle de couleur linéaire adaptée).

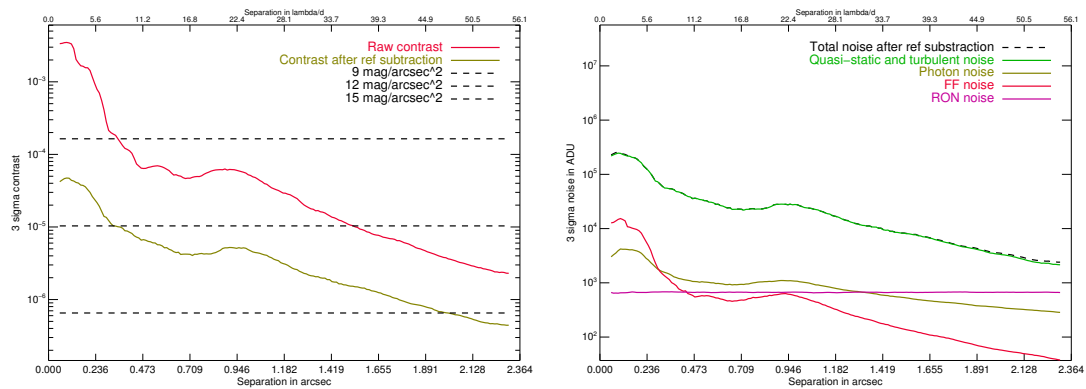


FIGURE 4.5 – Gauche : courbes de contraste correspondant aux images de la Figure 4.3. Les traits pointillés horizontaux indiquent le contraste des modèles de disques. Droite : contributions des différentes sources de bruit. Le bruit de tavelure quasi-statique domine en dessous de $2.5''$.

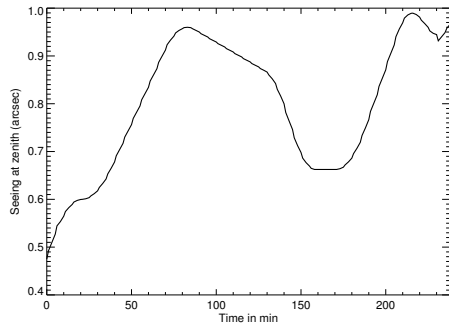


FIGURE 4.6 – Evolution du seeing au cours des 4h de simulation

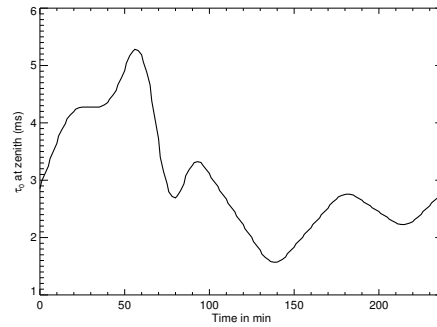


FIGURE 4.7 – Evolution du temps de cohérence au cours des 4h de simulation

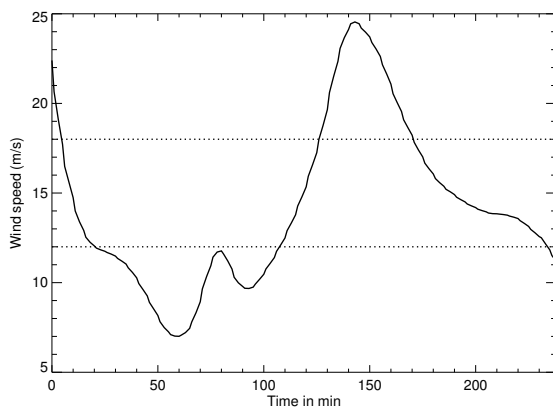


FIGURE 4.8 – Evolution de la vitesse du vent au cours des 4h de simulation. Les lignes horizontales pointillées indiquent les valeurs de restrictions de pointage du télescope et de fermeture du dôme à Paranal.

Simulation temporelle

Le point de départ de cette simulation consiste en une séquence temporelle de FEP générée dans la phase de développement de l'instrument SPHERE par David Mouillet. Il s'agit d'une séquence de 144 images simulant 4h d'observation. La même logique que précédemment a été utilisée. Pour les effets lents d'évolution d'alignement ou de conditions atmosphériques, une évolution aléatoire lente d'amplitude réaliste a été prise en compte. Pour les effets déterministes liés aux optiques, des écrans de phases aléatoires liés aux pièces optiques les plus importantes sont considérés avec des densités spectrales de puissance et des variances réalistes pour évaluer sur chacune des 144 poses les aberrations totales. Les aberrations totales vues au niveau du coronographe sont alors toujours de l'ordre de 30nm RMS dans cette simulation, mais la différence entre deux images suffisamment séparées temporellement pour permettre une soustraction ADI peut monter rapidement à plus de 3 voire 5nm RMS au-delà de 1h du passage au méridien (Figure 4.9). N'ayant pas contribué au développement de cette simulation, je me contente de détailler ici les hypothèses clés nécessaires à la compréhension de ces résultats.

Les hypothèses concernant les variations temporelles de l'atmosphère durant la séquence sont résumées dans la Figure 4.6, 4.7 et 4.8. Le seeing moyen est de $0.8''$, le temps de cohérence de 3ms. Notons que la vitesse du vent correspondante est importante, 14 m/s en moyenne, et correspond à de mauvaises conditions atmosphériques pour lesquelles il y aurait eu des restrictions de pointage pendant plus des deux tiers des observations (vent supérieur à 12 m/s) et le dôme aurait même été fermé à deux reprises (vent supérieur à 18 m/s).

L'échantillonnage est un autre paramètre important de la simulation, car le temps de calcul en

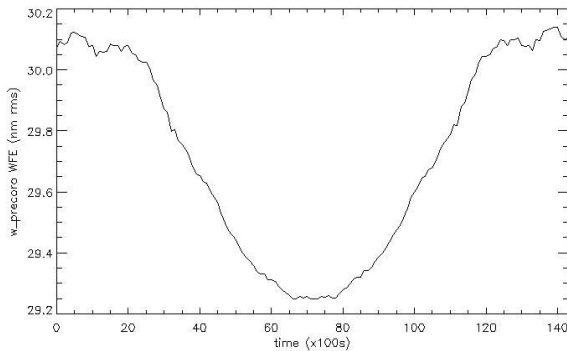


FIGURE 4.9 – *Evolution des aberrations de front d'onde globale en amont du coronographe au cours des 4h de simulation. Elles sont minimum au moment du passage de l'étoile au méridien.*

dépend largement (plusieurs jours). Chaque image représente ici une pose de 100s. Chaque image est produite à partir d'une moyenne de 100 écrans turbulents indépendants. Cette hypothèse est réaliste car on peut distinguer deux types de résidus après correction par l'OA : des résidus non corrélés d'une image de l'analyseur de front d'onde à l'autre donc d'échelle de temps de l'ordre de la milliseconde, et des résidus corrélés d'une image à l'autre correspondant à la part du front d'onde non-corrigée par l'OA qui évolue donc sur une échelle de temps de l'ordre du temps de renouvellement de l'écran turbulent que voit la pupille du télescope soit $D/v \sim 1s$ (Macintosh et al. 2005). Sur une cible brillante, comme nous le supposons pour ces simulations, ce dernier type de résidu domine donc un échantillonnage temporel de 1s est réaliste.

Pour chaque image on associe ensuite des aberrations de phase et des mouvements relatifs de ces écrans de phase en amont du coronographe. Ces aberrations modélisent les phénomènes suivants :

- une translation et rotation de la pupille de faible amplitude
- une erreur de front d'onde due aux pièces optiques, qui évolue selon la rotation des pièces optiques (principalement fonction de l'angle zénithal z du télescope visible en Figure 4.10). La variation de cet écran de phase représente la rotation de la fenêtre d'entrée et du miroir pupillaire de basculement selon z , la rotation du dérotateur selon $z/2$, une translation due au décalage de faisceau entre le visible et l'infrarouge en amont des ADC dont l'amplitude dépend de $\tan(z)$, et la rotation des ADC
- une variation lente de la température qui entraîne une faible aberration de défocalisation et basculement
- un résidu chromatique des ADC sous forme d'une aberration de basculement.

Ces sources d'aberration sont identiques à celles utilisées pour l'approche de simulation basée sur une simple différence, mais les amplitudes des aberrations sont ici directement reliées à l'évolution du pointage ou des conditions extérieures de façon à mieux reproduire une séquence d'observation réelle.

On combine ensuite ces différents écrans de phase pour obtenir l'écran de phase global associé aux aberrations en amont du coronographe, dont on a représenté l'évolution sur la Figure 4.9. L'outil CAOS permet ensuite de combiner à cela l'écran de phase turbulent dû à l'atmosphère et de prendre en compte l'effet du coronographe pour générer le cube final temporel. J'y ai ensuite ajouté les sources de bruits autres que le bruit de tavelures, e.g. bruit de photons (correspondant à une étoile de magnitude 5.7 comme pour la simulation précédente basée sur la simple différence), de lecture, de plage de lumière uniforme. J'ai inséré les modèles de disques dans le cube en respectant les angles parallactiques. Les paramètres de simulation correspondent à une étoile de déclinaison -45° observées sur une plage d'angle horaire de -2h à +2h. Cela se traduit par une rotation de l'angle parallactique de 120° au total (Figure 4.10).

Une fois les cubes synthétiques créés, les données ont été réduites avec deux algorithmes :

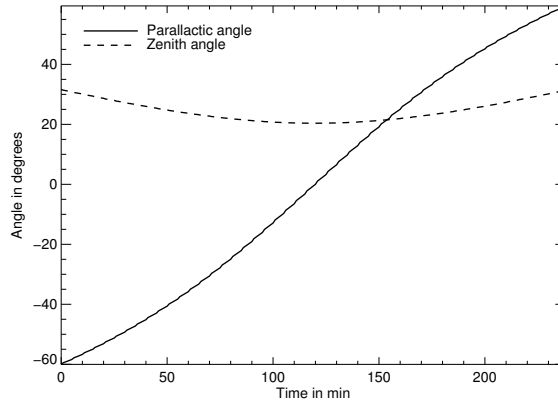


FIGURE 4.10 – Variations de l’angle parallactique et de l’angle zénithal pour une cible de déclinaison -45° observée de part et d’autre du méridien.

cADI et l’analyse en composantes principales. Les résultats de cette simulation pour un disque de brillance $12\text{mag}/\text{arcsec}^2$ sont affichés sur la Figure 4.11. Les performances sont visuellement légèrement meilleures que celles données par la simulation précédente basée sur la simple différence. Le halo turbulent est moins bien soustrait en cADI qu’en analyse en composantes principales. L’effet de la soustraction du disque due à l’ADI est visible le long du demi-petit axe, pour laquelle le disque apparaît plus fin. L’étalement radial des tavelures visible sur les images provenant de la simple différence et dû à la chromaticité des tavelures n’est pas visible sur la simulation temporelle car pour des raisons liées au temps de calcul prohibitif, une seule longueur d’onde a été utilisée pour cette simulation. Notons que la comparaison avec la simple différence est pertinente malgré un temps de pose différent car nous avons vu précédemment que la contribution du bruit de photons ne domine pas le budget d’erreur de la simulation basée sur la simple différence.

La Figure 4.12 donne le résultat d’une étude de sensibilité à la brillance des disques. On observe qu’une brillance de $14\text{mag}/\text{arcsec}^2$ correspond à la limite de détection. A titre de comparaison, le disque de HR 4796 a une magnitude $12\text{mag}/\text{arcsec}^2$. Présenté lors des réunions du groupe de travail SPHERE sur les disques circumstellaires, l’intérêt principal de cette étude a été de guider les propositions d’observations dans le cadre du temps garanti au consortium, en illustrant les performances attendues avec IRDIS dans le cas d’observations de disques en ADI en prenant en compte la perte de flux associée. A l’issue de ce travail, le cube de données a été mis à disposition du groupe de travail pour les besoins de simulation et j’ai rédigé une procédure détaillée permettant aux utilisateurs d’y injecter leur modèle de disque aux angles parallactiques correspondants à l’observation de l’étoile.

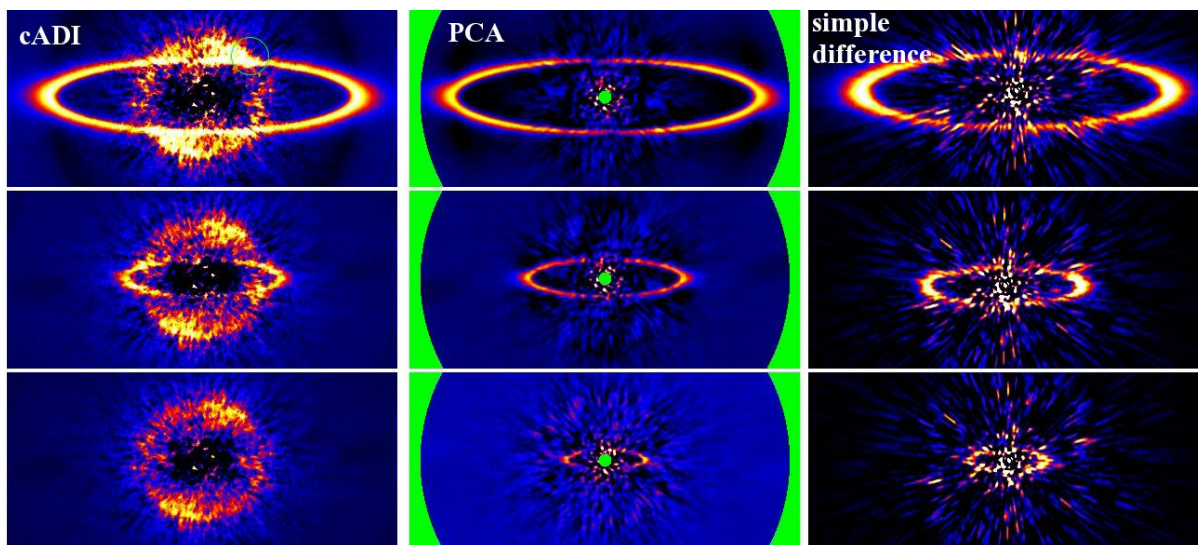


FIGURE 4.11 – Comparaison de la simulation temporelle après réduction des données par *cADI* (gauche) et par analyse en composantes principales (milieu) avec la simulation par simple différence (droite) pour 3 disques de brillance $12\text{mag}/\text{arcsec}^2$ dans les anses et de demi-grand axe $2''$ (haut), $1''$ (milieu) et $0.5''$ (bas). L'échelle de brillance est linéaire et identique pour les images.

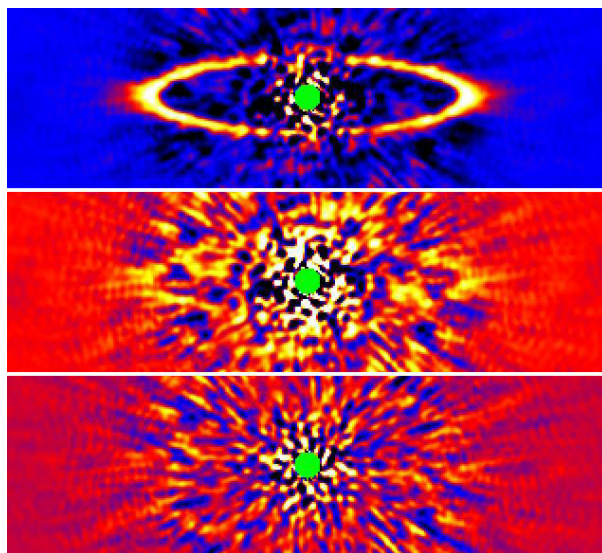


FIGURE 4.12 – Comparaison de la simulation temporelle après réduction des données par analyse en composantes principales pour 3 disques de demi-grand axe $1''$ et de brillance $12\text{mag}/\text{arcsec}^2$ (en haut bien détecté), $14\text{mag}/\text{arcsec}^2$ (milieu, marginalement détecté) et $16\text{mag}/\text{arcsec}^2$ (en bas, non détecté).

4.1.3 Simulation d'imagerie différentielle polarimétrique de disques avec ZIMPOL et IRDIS à partir de mesures en laboratoire

Une fois l'instrument SPHERE assemblé à Grenoble, les images obtenues en laboratoire sur source interne m'ont permis d'affiner la caractérisation des modes polarimétriques d'IRDIS et ZIMPOL. En laboratoire, un simulateur de télescope a en effet été installé pour reproduire la pupille du télescope avec son obstruction centrale et ses araignées, et un simulateur de turbulence permet de créer des écrans de phase turbulents sur la pupille du télescope. Notons toutefois que ces conditions ne permettent pas de simuler une rotation de la pupille en entrée de l'instrument comme ce serait le cas au foyer Nasmyth du télescope. L'emploi du dérotateur n'est donc pas possible, ce qui empêche une reproduction réaliste d'une séquence d'observations en ADI. Par ailleurs l'environnement en salle propre est différent de celui d'un UT en terme de variations thermiques, mécaniques (vibrations) et d'hygrométrie. Néanmoins pour les stratégies d'observations basées sur une différence instantanée comme la PDI, pour lesquelles l'évolution temporelle de la FEP n'est pas critique, cet environnement permet de prédire les performances de manière pertinente. Je détaille ici les résultats de ces simulations effectuées en bande H pour IRDIS tout d'abord, puis en bande R et I pour ZIMPOL.

La technique de réduction mise en oeuvre est une double différence à partir de deux jeux de données mesurés avec un décalage de 45° de la lame demi-onde, et un temps de pose de 140s par paramètre de Stokes. L'image du paramètre de Stokes Q est indiquée en Figure 4.13 et les courbes de contraste correspondantes sont données en Figure 4.14. On notera un facteur 20 de gain en contraste apporté par la différence des deux canaux polarimétriques, alors que la seconde différence a un effet plus limité. Ces images sont à comparer pour ZIMPOL à la Figure 4.18 (en haut), pour lequel le gain apporté par la soustraction polarimétrique est un facteur 100 en dessous de $0.5''$.

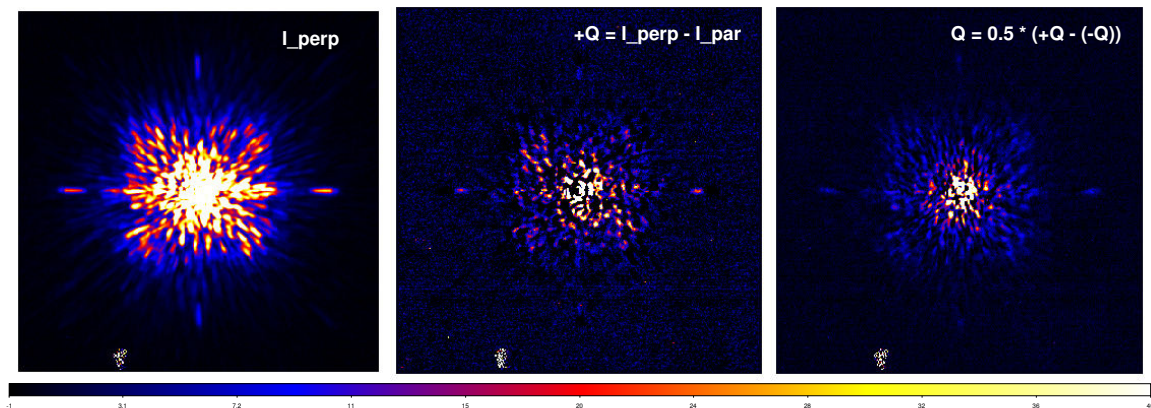


FIGURE 4.13 – Images polarimétriques mesurées en bande H sans turbulence avec IRDIS et le coronographe APLC. Quatres échos situés de part et d'autre du centre horizontalement et verticalement sont visibles. Ils sont dus à une transition périodique entre les actuateurs du miroir déformable. Notons que l'élongation radiale des tavelures est due en grande partie à des actuateurs défectueux, elle n'apparaît plus maintenant que ces actuateurs ont été masqués.

J'ai construit ensuite des modèles ad hoc de disques vus en lumière polarisée, basés sur les disques présentés en section 4.1.2. J'ai supposé pour cela une polarisation entièrement azimuthale de 20% (soit 1.7mag) indépendamment de l'angle de diffusion, le but ici n'étant pas de reproduire la physique du disque mais simplement un niveau de flux représentatif. Le modèle et les résultats

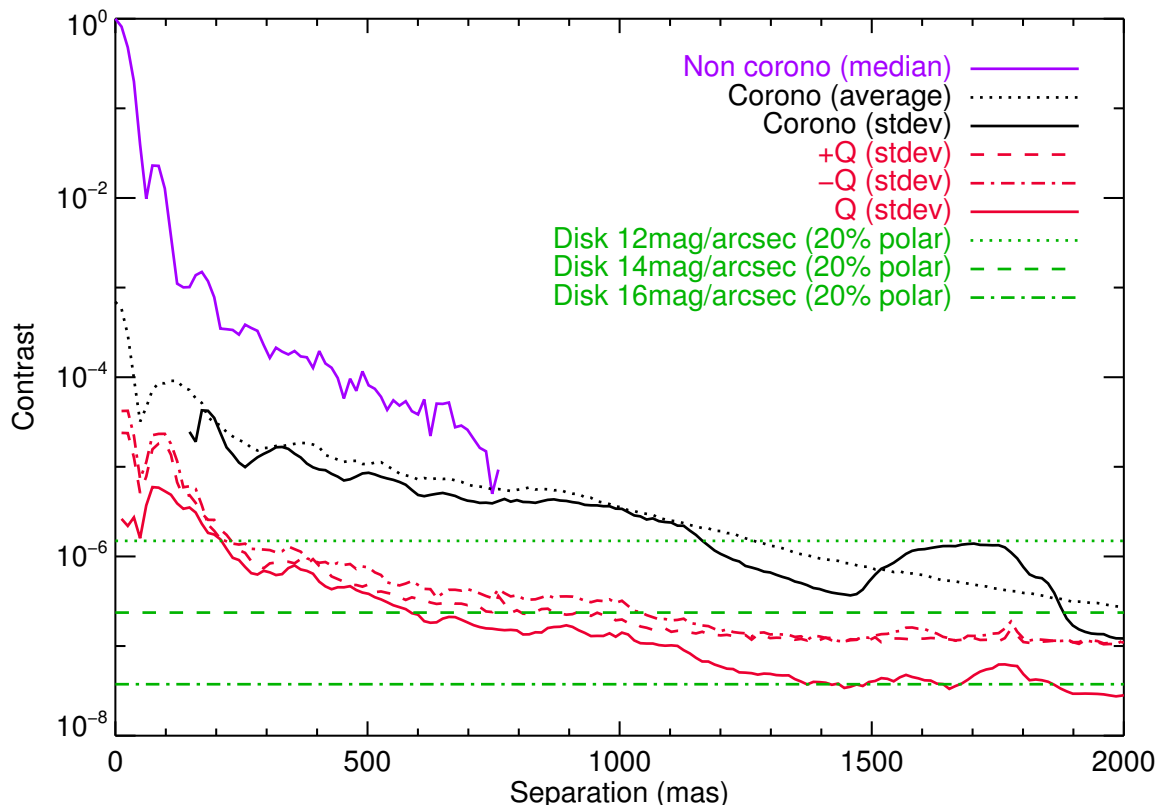


FIGURE 4.14 – Niveaux de contraste obtenus en bande H avec IRDIS et le coronographe APLC sans turbulence. Les différentes courbes montrent le profil médian de la FEP non coronographique, le profil moyen de la FEP coronographique, l'écart-type azimuthal (abrégé std) correspondant, ainsi que l'écart type azimuthal des images Stokes +Q, -Q et Q (Figure 4.13). Les courbes vertes indiquent le niveau de flux polarisé des modèles de disques indiqués sur la Figure 4.15.

sont donnés en Figure 4.15 concernant le paramètre de Stokes Q. La diagonale indique les niveaux de détection marginale du disque : 16mag/arcsec^2 à $2''$, 14mag/arcsec^2 à $1''$ et 12mag/arcsec^2 à $0.5''$, compatible avec ce que donnent les courbes de contraste à 1σ donné sur la Figure 4.14

On peut dès lors comparer ces résultats à ceux mesurés sur NaCo d'une part (Figure 4.16) et ceux prédits par la simulation avec CAOS d'autre part (Figure 4.17). Les résultats sont encourageants puisqu'un niveau de contraste 100 fois meilleur que celui donné par NaCo en Ks est mesuré sur IRDIS en H. Certes, il faut prendre en compte le fait que la turbulence n'est pas simulée ici, mais ce sont les tavelures quasi-statiques qui limitent fondamentalement le contraste et non pas les tavelures provenant de la turbulence. Quitte à poser plus longtemps pour moyenniser suffisamment l'effet de la turbulence, on pourra donc reproduire ce niveau de contraste. Ces performances sont en accord avec la simulation CAOS au niveau global. Toutefois, on constate des différences : CAOS prévoit un contraste moins bon après une simple différence (courbe vert pointillé +Q sur la Figure 4.17) mais un gain significatif après la deuxième différence alors que les mesures indiquent pour cette étape un gain marginal mais un contraste très bon (10^{-6} avant 300mas) dès la première différence entre les canaux polarimétriques. Les mesures en laboratoire indiquent un gain de la double différence au-delà de $1.2''$ où l'on devient limité par le bruit de photons et où l'on attend donc logiquement un gain d'un facteur $\sqrt{2}$ en combinant

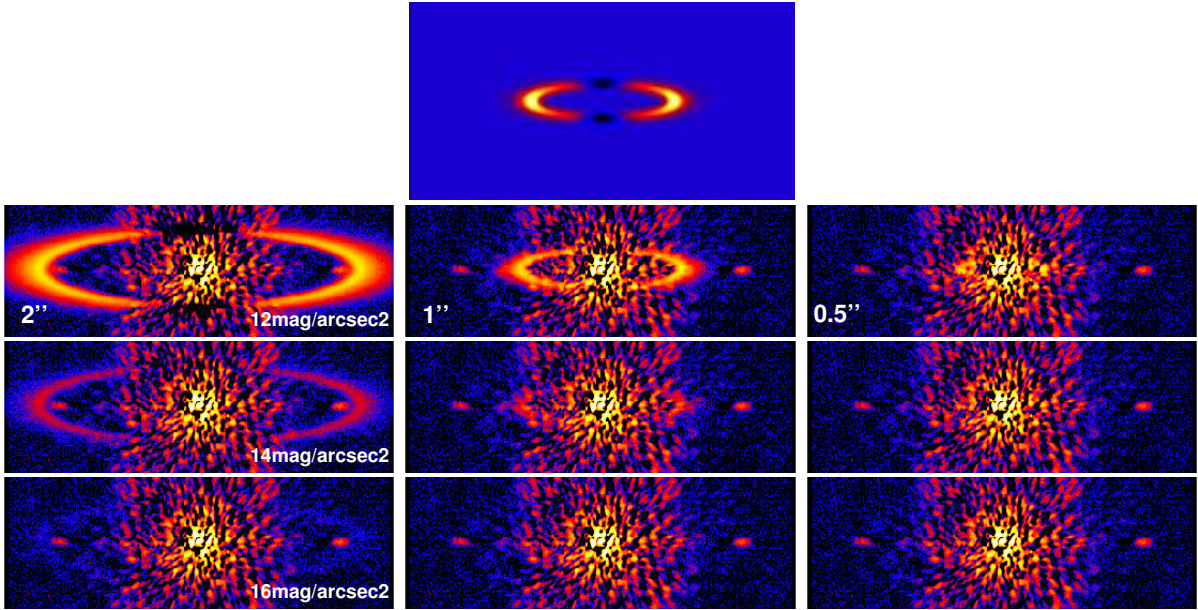


FIGURE 4.15 – Haut : modèle de disque (Stokes Q). Bas : Injection du disque dans les images Stokes Q obtenues après double-différence.

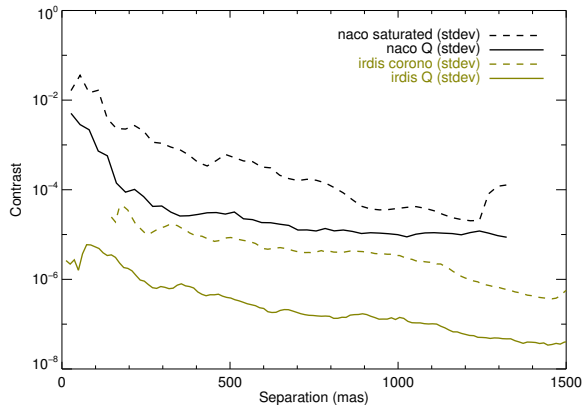


FIGURE 4.16 – Comparaison du contraste obtenu avec IRDIS en bande H en laboratoire et sans turbulence avec le contraste mesuré avec NaCo sur le ciel en bande Ks . Les courbes en trait plein indiquent l'écart-type azimuthal de la FEP non coronographique et les courbes en trait pointillé le contraste mesuré sur l'image Stokes Q . Un facteur 100 entre NaCo et IRDIS est mesuré.

les images $+Q$ et $-Q$. En revanche en dessous de $1''$, le gain est faible, ce qui traduit de faibles aberrations différentielles entre les deux canaux polarimétriques.

J'ai reproduit la même étude à partir de données ZIMPOL en bande étroite R (646nm) et I (817nm) avec le coronographe de Lyot de diamètre $0.155''$ et en présence de turbulence moyenne (seeing de $0.85''$ et vent de vitesse 10m/s). Les performances sont identiques entre les deux bandes et sont résumées pour le filtre I sur la Figure 4.18. Les images du haut montrent le rayon de correction de l'OA, les échos dus au miroir déformable déjà observés pour les images IRDIS et le masque de pupille qui cache les araignées. Après une simple différence (image $+Q$), on distingue une légère asymétrie gauche-droite due à un décalage de l'ordre du dixième de pixel entre les images I_{\perp} et I_{\parallel} . Ce décalage de très faible amplitude n'était pas attendu et n'est visible qu'à un niveau de résidus très bas sur la Figure 4.18. Les analyses montrent qu'il est chromatique, bien plus faible à plus courte longueur d'onde, il est donc maximal sur les images en bande I illustrées ici. Le contraste final sur le paramètre de Stokes Q est meilleur que pour IRDIS en bande H mais les limites de détection pour les disques sont légèrement moins bonnes, en raison de la taille des

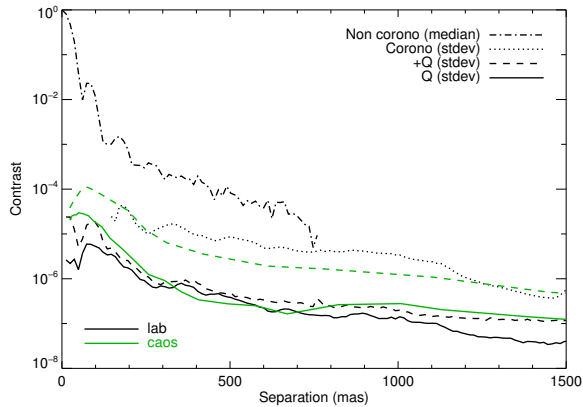


FIGURE 4.17 — *Comparaison du contraste obtenu avec IRDIS en bande H en laboratoire et sans turbulence avec le contraste simulé par double différence avec l'outil CAOS. Une bonne adéquation est observée.*

pixels de ZIMPOL qui joue en sa défaveur. En effet, avec des pixels de 3.5mas contre 12.25mas pour IRDIS, le flux est dilué d'un facteur 12, ce qui n'est pas entièrement compensé par les résidus plus faibles après soustraction polarimétrique. La comparaison avec les résultats obtenus par [Thalmann et al. \(2008\)](#) à l'aide de CAOS montrent un très bon accord entre ces mesures en laboratoire au niveau du profil coronographique et des résidus après double-différence. Ces auteurs montrent également qu'un gain additionnel peut être espéré par ailleurs en utilisant le mode pupille stabilisée ou pseudo-stabilisée. Les tests en laboratoire en mode SDI indiquent que l'utilisation de la rotation de champ permet de gagner un facteur 5 à 8.

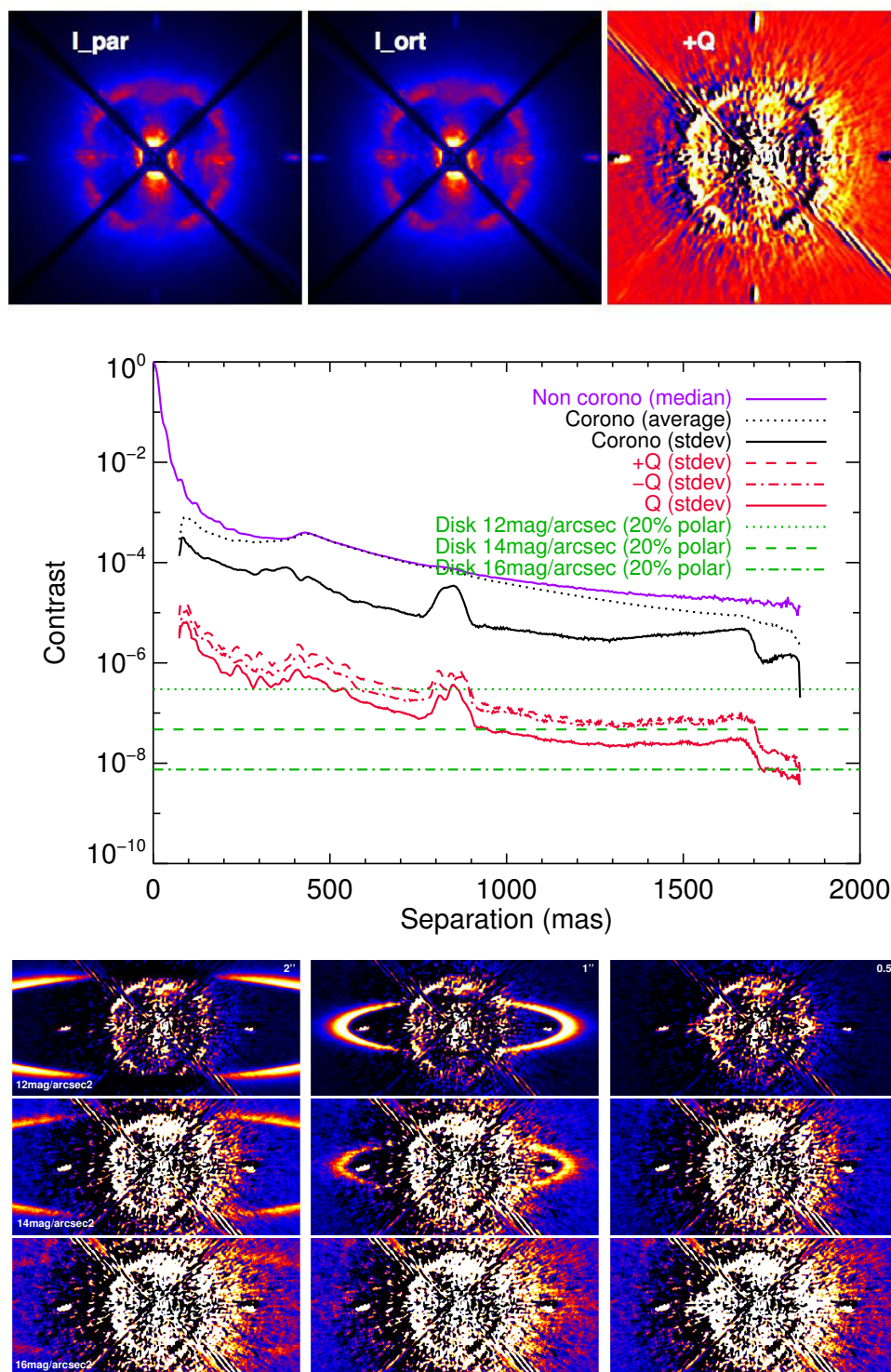


FIGURE 4.18 — Résultats obtenus avec ZIMPOL en laboratoire en bande étroite I avec turbulence. Haut : Images coronagraphiques et résultat de la simple différence. Milieu : courbes de contraste correspondantes. Bas : Images du Stokes Q pour les modèles de disque. Les rebonds vus sur les images et les courbes de contraste sont des échos du miroir déformable.

4.2 Comparaison avec les performances sur le ciel

Ma participation au commissionnement de SPHERE en mai 2014 m'a permis d'acquérir des données avec IRDIS et ZIMPOL pour valider les résultats obtenus en laboratoire. Sur les disques de débris, la cible HR 4796 a été observée en ADI avec ces deux instruments.

4.2.1 Les premiers résultats de l'ADI

Comme évoqué précédemment, les performances de l'ADI dépendent essentiellement de la stabilité de l'instrument difficile à simuler et à tester en laboratoire. Finalement les performances mesurées et la qualité de la détection du disque de HR 4796 montrent que les travaux de simulation présentés sont tout à fait compatibles avec les résultats sur le ciel.

L'étoile HR 4796 a été observée en bande large H avec le coronographe APLC pendant quarante minutes. Les conditions d'observations (Figure 4.20) sont mauvaises et se dégradent au fil du temps, si bien que je n'ai considéré pour l'analyse que les 28 premières minutes, avec un temps de pose effectif sur la cible de 14min. L'étoile avait passé le méridien depuis 10min lors de la première image, si bien que le sous-échantillon analysé ici ne correspond qu'à 21.5° de rotation de champ. Malgré cela, le disque est révélé avec un bon SNR (~ 12 dans les anses), comme le révèle la Figure 4.21. La réduction correspond ici à une analyse en composantes principales pour laquelle j'ai retenu 3 composantes principales. Le contraste correspondant est donné en Figure 4.19. Le contraste final après ADI (courbe violette) n'a pas été calibré des pertes de flux, de façon à être comparable aux courbes de contrastes obtenues en simulation ou en laboratoire, et j'ai choisi de normaliser le flux par le maximum de la FEP non coronographique, comme réalisé dans les précédentes simulations. On atteint un contraste de 10^{-6} à $1''$, la limite du bruit de photons étant atteinte à $1.5''$. L'ADI permet de gagner un facteur 10 en contraste au delà de $1''$ et un facteur 20 entre $0.4''$ et $1''$. Le profil du disque (non corrigé des pertes de flux) selon le demi-grand axe a été tracé en rouge. Le disque a une brillance de $12.58\text{mag}/\text{arcsec}^2$ et $12.75\text{mag}/\text{arcsec}^2$ au Nord-Est et au Sud-Ouest, à une séparation de $1.0''/2$ et $1.10''$ respectivement. Bien que cette étude soit encore préliminaire car les systématiques de SPHERE ainsi que le centrage de l'étoile ne sont pas encore entièrement calibrés, cela confirme le décentrage du disque et l'asymétrie de brillance détectés avec NaCo notamment. On constate que le contraste brut (courbe verte sur l'image coronographique moyenne) permet tout juste la détection du disque, et il était effectivement directement visible sur les images brutes au moment lorsque la correction de l'OA était très bonne.

Une deuxième étoile présentant un disque a été observée pendant le commissioning en mai 2014. Il s'agit de HD 142527, déjà présentée en section 2.3.2. Le disque étant vu de dessus, la stratégie d'observation a consisté à poser pendant 35min sur la source en pupille stabilisée, puis à observer l'étoile de référence HD 156005 pendant 32min. Les observations se sont faites dans le mode SDI avec les filtres à bande étroite H2/H3, le coronographe APLC et sous un seeing de $1''$ et un temps de cohérence de 2ms. La faible rotation de champ disponible, 14° ne permet pas d'exploiter la technique ADI. En revanche, la soustraction de référence montre de beaux résultats (Figure 4.22 à gauche) malgré des conditions variables. Ces observations sont à comparer aux images données par NaCo en Figure 2.26. Une conclusion importante peut être tirée à ce stade. La concentration de l'énergie dans le coeur de la FEP est ici suffisante pour permettre de détecter le disque sans même soustraire l'étoile (à droite). Les structures observées sur l'image soustraite de gauche sont donc bien réelles et la soustraction de référence sera une technique performante sur SPHERE dans des configurations comme HD 142527.

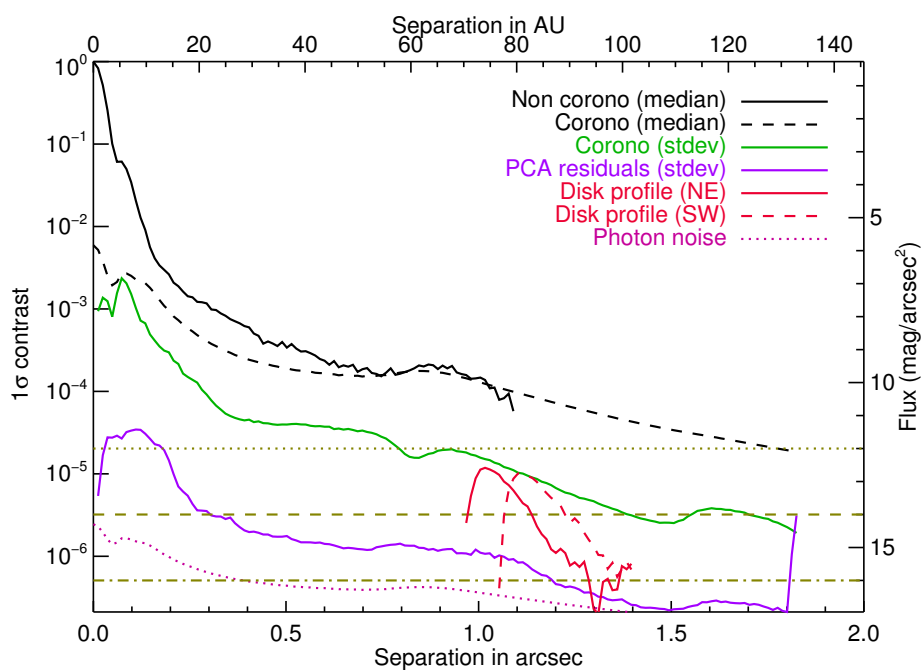


FIGURE 4.19 – *Contraste obtenu sur HR 4796 avec IRDIS lors du commissioning en mai 2014.*

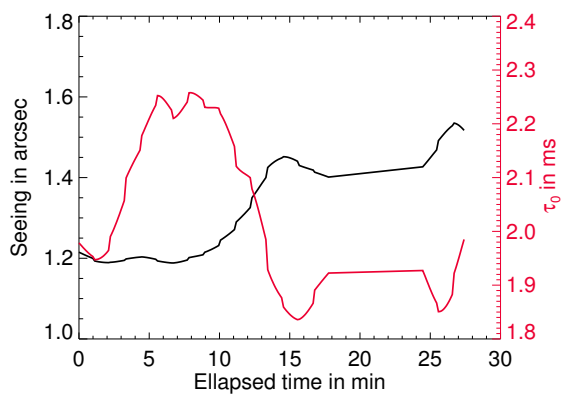


FIGURE 4.20 – *Les conditions d'observation de HR 4796 (seeing en noir et temps de cohérence en rouge se dégradent au cours de la séquence et les dernières images n'ont pas été considérées pour cette analyse.*

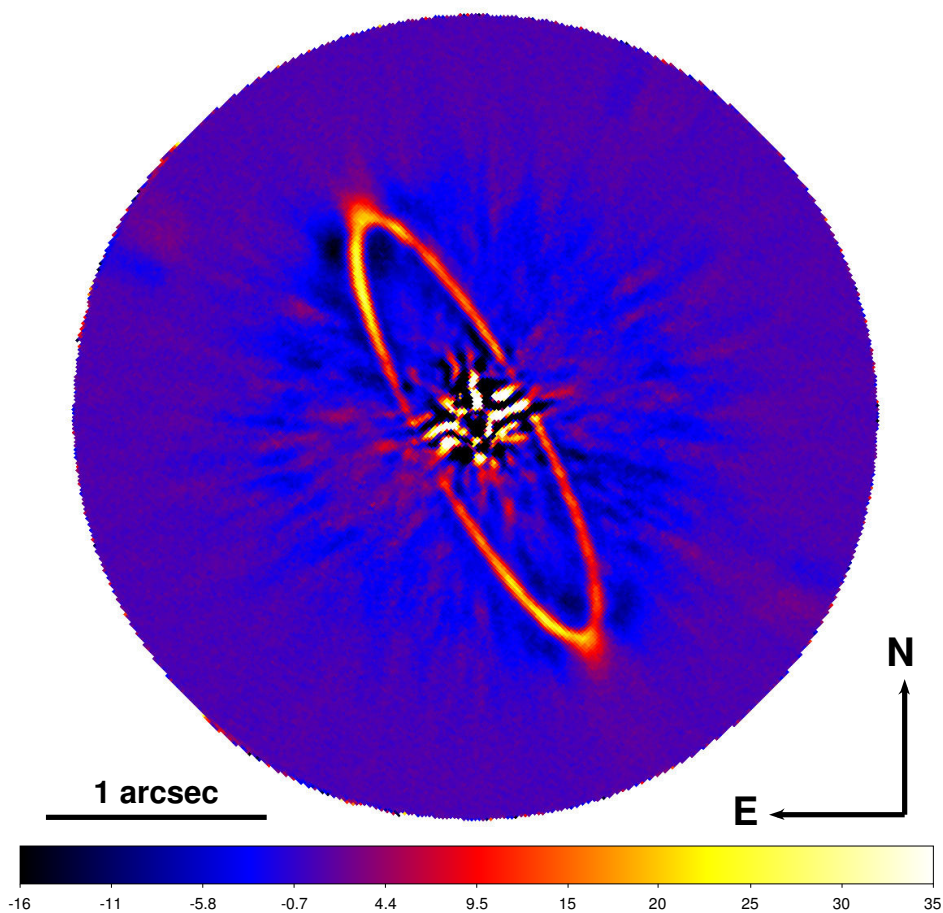


FIGURE 4.21
 – Image du disque de débris de l'étoile HR 4796 obtenue avec IRDIS lors du commissioning en mai 2014.

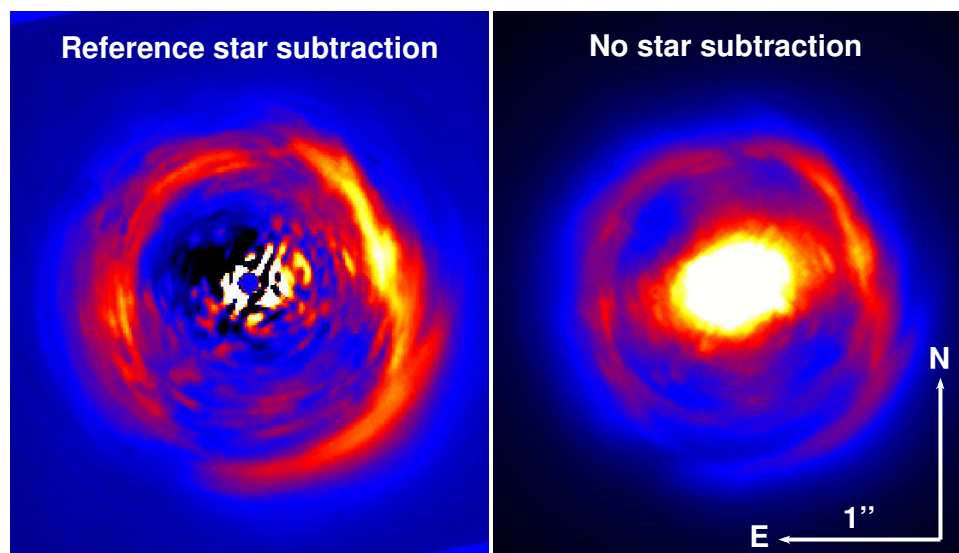


FIGURE 4.22 – Image du disque protoplanétaire de l'étoile HD 142527 obtenue avec IRDIS dans le filtre à bande étroite H₂. A gauche la soustraction de référence emploie la technique d'apprentissage de dictionnaire (réduction de Dimitri Mawet). A droite, aucune soustraction n'a été réalisée.

4.2.2 Les premiers résultats de ZIMPOL

La même source, l'étoile HR 4796, a été observée avec Zimpol dans plusieurs bandes. La Figure 4.23 montre le contraste atteint en 2min de pose en bande étroite R sur le paramètre de Stokes Q (en utilisant une seule des deux caméras). Un contraste équivalent est obtenu pour la seconde caméra de Zimpol et un contraste légèrement inférieur est obtenu pour le paramètre de Stokes U. Bien que la détection ait été facile avec IRDIS, le contraste atteint ici n'est pas suffisant pour détecter le disque. Plusieurs raisons rendent cette non-détection parfaitement compréhensibles.

- la sensibilité est restée très limitée : le temps de pose est court et la configuration optique utilisée, avec des filtres à bande étroite est défavorable². On constate d'ailleurs que la courbe de contraste est plate au-delà de $0.6''$ et indique donc qu'on est principalement limité par le bruit de fond.
- le signal du disque est très dilué en raison de la taille des pixels (facteur $(12.25/3.5)^2 \sim 12$ par rapport à IRDIS).
- le halo stellaire est d'intensité accrue par rapport à IRDIS. La turbulence est défavorable avec un seeing qui se dégrade fortement et des observations éloignées du méridien. Les résidus de correction de l'OA sous forme du mode de basculement représentent une forte limitation. Cet impact reste modeste en infrarouge proche mais devient significatif en bande R avec un rapport de Strehl de l'ordre de 20%.

Christian Thalmann a néanmoins montré qu'avec un traitement des données utilisant l'information a priori de la morphologie du disque et des propriétés de polarisation attendues (direction tangentielle) la silhouette du disque apparaît à un niveau proche de 1σ .

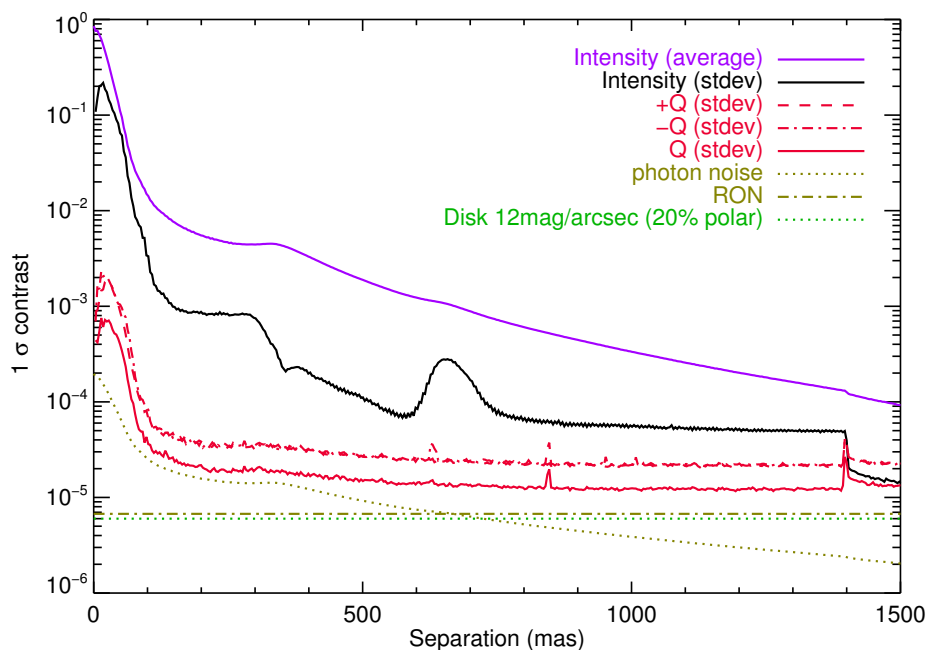


FIGURE 4.23 – Contraste obtenu sur HR 4796 en bande R avec un filtre étroit.

2. Les lois de correction de l'ADC visible n'ont pas encore été vérifiées, empêchant l'emploi de filtres à bande large

Une comparaison des performances obtenues sur une étoile plus brillante, δ Sgr, de magnitude $V=2.7$ été réalisée. Dans ce cas, l'emploi d'un coronographe ou la saturation du détecteur sont primordiales afin d'atteindre un contraste supérieur à 10^{-5} comme le montre la Figure 4.24. Le temps de pose avec coronographe est de 80s, celui sans coronographe est de 40s. Un filtre de densité neutre de transmission 1/100 a été utilisé pour l'image non saturée, de sorte qu'on est limité très rapidement par le bruit de lecture avec un courbe de contraste tendant vers une asymptote horizontale dès $0.2''$. En revanche dès que l'on s'autorise une dynamique plus importante, soit en saturant le détecteur, soit en utilisant un coronographe (coronographe classique de Lyot ici), on gagne facilement un facteur 100 en contraste. A temps de pose égal, les courbes de contraste avec coronographe ou en saturant le détecteur sont ici identiques. L'effet du coronographe se limite donc ici à autoriser une plus grande dynamique, et à avoir un champ de vue obstrué uniquement par les support du masque de Lyot, alors que la saturation entraîne un débordement des photo-électrons le long des colonnes du détecteur, d'où le mauvais contraste observé en dessous de $0.15''$. Cette conclusion est valable pour ces observations pour lesquelles le rapport de Strehl était d'environ 20% ou moins. En revanche à plus haut rapport de Strehl, le phénomène connu en anglais sous le terme de "pinned speckles" (Aime & Soummer 2004) donne un avantage net à l'emploi d'un coronographe.

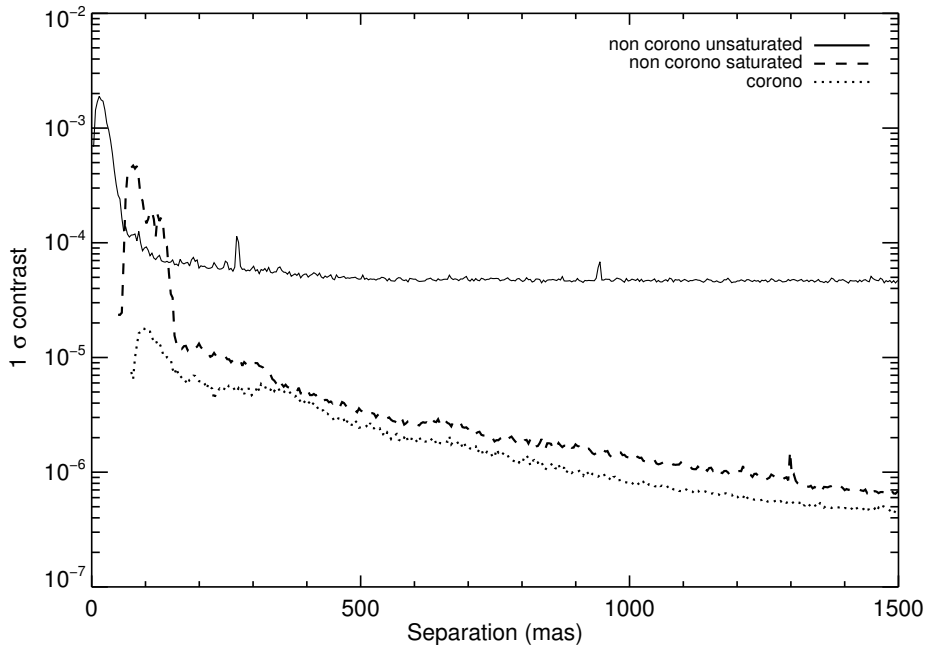


FIGURE 4.24 — Comparaison entre le contraste obtenu sur l'étoile δ Sgr avec et sans coronographe (en saturant ou non le détecteur).

4.3 Une redéfinition nécessaire du contraste à très courte séparation

Avec l'arrivée d'instruments à haut-contraste de seconde génération comme SPHERE ou de coronographes à faible séparation comme l'AGPM ou la lame de phase apodisée, ou Apodizing Phase Plate (APP), de nouvelles problématiques se posent au niveau de la définition du contraste.

J’ai découvert ce problème lors de mes travaux sur α Centauri, pour laquelle la séparation lors de la quadrature de la planète serait de seulement $2\lambda/d$. A une telle séparation, le nombre d’éléments de résolution qui permettrait d’estimer le niveau de confiance d’une telle détection est de seulement 12 (sans compter les quatre transitions du coronographe quatre-quadrant qui obstruent le champ de vue). Nous n’avons pas abordé cette question dans l’article, mais ce fut l’objet d’un article dédié de Dimitri Mawet pour lequel j’ai contribué sur plusieurs aspects : en amont pour déterminer la formulation statistique du problème et la théorie à utiliser, puis dans les tests numériques et enfin dans les discussions qui ont été nécessaires pour élaborer un cadre rigoureux. L’article est disponible en annexe H. La question principale à laquelle nous apportons des réponses concerne l’élaboration d’un cadre statistique rigoureux aux limites de détection en fonction de la séparation. Nous reprenons pour cela l’approche traditionnelle fréquentiste qui consiste à utiliser toutes les données a priori lors de la phase de réduction des données (e.g. la rotation de champ) pour construire une image finale dans laquelle le bruit a été blanchi et pour laquelle on souhaite associer des limites de détection pour des objets ponctuels. Dans le contexte actuel, ces limites sont calculées à partir de l’écart-type s dans un anneau centré sur l’étoile et de rayon r (voir par exemple [Absil et al. 2013b](#)). On suppose ensuite que le bruit des éléments de résolution suit une statistique gaussienne d’écart-type σ , on associe s à σ et dans ce cas, 5σ correspond au seuil de détection correspondant à une probabilité de fausse alarme de 3×10^{-7} . On a l’habitude de parler alors de l’intervalle de confiance à $1 - 3 \times 10^{-7}$. Deux hypothèses sont fondamentales ici. La première concerne le caractère gaussien de la distribution spatiale du bruit au rayon r . Cette hypothèse est discutée en détail dans ([Marois et al. 2008](#)) qui montre qu’elle n’est pas vérifiée et qu’il faut donc pour restaurer un intervalle de confiance à 3×10^{-7} inclure un facteur de pénalité pouvant aller jusque quatre. Néanmoins ces auteurs montrent également que l’ADI permet de rétablir ce caractère gaussien grâce au théorème central limite dès que le nombre de tavelures indépendantes est supérieur à environ 20. La deuxième hypothèse est celle discutée dans cette étude : confondre l’écart-type mesuré s et l’écart-type théorique σ de la distribution parente de laquelle sont tirés les échantillons est raisonnable si la taille de l’échantillon est grande, typiquement plus de 50 éléments. Dans le cas contraire, on sous-estime l’intervalle de confiance. Ce sont les travaux de l’irlandais Student, de son vrai nom William S. Gosset ([Student 1908](#)) qui nous permettent ici de traiter ce cas d’un échantillon de petite taille. Celui-ci a développé un test statistique appelé le test t de Student qui permet, étant donné un échantillon de moyenne empirique \bar{x} et d’écart-type empirique s tiré d’une loi parente gaussienne, d’accepter ou de rejeter l’hypothèse selon laquelle la loi parente est de moyenne μ . Ce test fait appel à la distribution t de Student, notée ici p_t , qui dépend du nombre d’éléments de l’échantillon, traduisant ainsi le fait que pour un échantillon de petite taille nous disposons de moins d’informations. Contrairement à la première hypothèse discutée par [Marois et al. \(2008\)](#) qui est liée à la nature physique du bruit de tavelures, le problème des petites séparations angulaires est effectivement lié à notre manque d’information, indépendamment de la loi statistique qu’il suit.

Dans le cas d’une détection d’une planète ou autre objet ponctuel parmi un échantillon de n éléments de résolution, nous nous ramenons au test de Student à deux échantillons qui permet de valider ou d’infirmier l’hypothèse nulle H_0 selon laquelle deux échantillons sont tirés de la même population parente gaussienne, pour un intervalle de confiance fixé. Nous raisonnons sur un élément de résolution à la fois, et considérons deux échantillons suivants : d’une part l’élément de résolution test (échantillon à un élément) de valeur \bar{x}_1 , et d’autre part les $n-1$ autres éléments de résolution situés au même rayon, dont la moyenne est notée \bar{x}_2 et l’écart-type s_2 . Dans ce cas, le test de Student indique que dans l’hypothèse H_0 la variable $\frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{s_2 \sqrt{1 + \frac{1}{n-1}}}$ suit une loi de Student à $n-2$ degrés de liberté $p_{t,n-2}$. Ainsi la fraction de faux positifs notée FPF (pour false positive

fraction, également appelé erreur de type I en statistiques) s'écrit :

$$FPF = \int_{\tau}^{\infty} p_{t,n-2}(x)dx = \int_{\tau}^{\infty} p_{t,n-2} \left(\frac{x - \bar{x}_2}{s_2 \sqrt{1 + \frac{1}{n-1}}} \right) dx \quad (4.1)$$

où τ est le seuil de détection choisit. Lorsque n est grand, la loi de Student tend vers la loi normale centrée réduite p_{norm} et la fraction de faux positifs devient :

$$FPF = \int_{\tau}^{\infty} p_{\text{norm}} \left(\frac{x - \bar{x}_2}{s_2} \right) dx \quad (4.2)$$

On retrouve ici le formalisme traditionnel basé sur la loi normale, qui donne une valeur de 3×10^{-7} pour $\tau = 5$. Il est intéressant de remarquer que dans le cas des petits échantillons, en plus de remplacer la loi normale par une loi de Student à $n-2$ degrés de libertés traduisant notre absence d'informations sur la moyenne et l'écart-type de la population parente, il faut utiliser le facteur de correction $\sqrt{1 + \frac{1}{n-2}} > 1$ qui pénalise l'écart-type empirique. Dès lors on peut visualiser graphiquement l'effet des petits échantillons comme le montre la Figure 4.25. Deux approches sont possibles. Dans le premier cas, on souhaite conserver le même intervalle de confiance (ou de manière équivalente la même fraction de faux positifs). Dans ce cas, le seuil de détection τ (par exemple le traditionnel 5σ) doit être corrigé d'un facteur de pénalité dont la valeur dépend du nombre d'éléments de résolution dépendant directement de la séparation angulaire. Ce facteur de pénalité est donné par la courbe de gauche pour un intervalle de confiance de 99.9% (courbe bleue) ou de $1 - 3 \times 10^{-7}$ (courbe rouge). La courbe pointillée donne la valeur du facteur de pénalité dans le cas où seul la moitié du champ de vue est accessible, comme c'est le cas pour certains coronographes. Dans la seconde approche, on décide de conserver le même seuil de détection, mais dans ce cas, l'intervalle de confiance diminue (ou la fraction de faux positifs augmente). C'est ce que l'on a représenté sur la figure de droite, pour laquelle la courbe pointillée indique la valeur de la fraction de faux positifs dans le cas d'un échantillons de grande taille.

Ces résultats permettent de donner un cadre plus rigoureux à la détection mais ils sont valables uniquement dans le cadre d'une hypothèse fondamentale : les échantillons doivent suivre une loi gaussienne. En l'absence de bruit corrélé dû aux défauts des pièces optiques, le flux reçu à une position du détecteur pour les différentes intégrations est un échantillon de réalisations temporelles indépendantes et identiquement distribuées (i.i.d.) de bruit de photons, de fond de ciel, de lecture ou de courant d'obscurité. En vertu du théorème centrale limite, la moyenne de l'échantillon suit une loi gaussienne. Les tavelures quasi-statiques évoluent lentement donc ne sont pas indépendantes temporellement, et introduisent donc une corrélation dans l'échantillon. Néanmoins les techniques de réduction de données ADI, notamment l'analyse en composantes principales, réduisent fortement la partie corrélée de ce bruit, nous replaçant donc dans les hypothèses i.i.d, donc de moyenne suivant une loi gaussienne. Il n'existe en effet pas de résultats théoriques dans le cas où les échantillons s'écartent de la loi gaussienne, Student ayant pourtant consacré une part importante de ses recherches à ce sujet. Nous avons donc réalisé des simulations numériques dans le cas où les échantillons s'écartent de la loi gaussienne, en obéissant à une loi de Rice modifiée comme c'est le cas pour les tavelures (Cagigal & Canales 2000; Aime & Soummer 2004; Fitzgerald & Graham 2006). J'ai participé à ces simulations, en implémentant un algorithme qui permet d'effectuer des tirages aléatoires de n échantillons suivant un loi de probabilité donnée (gaussienne ou de Rice modifiée) en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Puis pour un seuil de détection donné, on calcule le nombre de faux positifs. Il faut ensuite réaliser un grand nombre de simulations pour obtenir une précision suffisante sur la fraction de

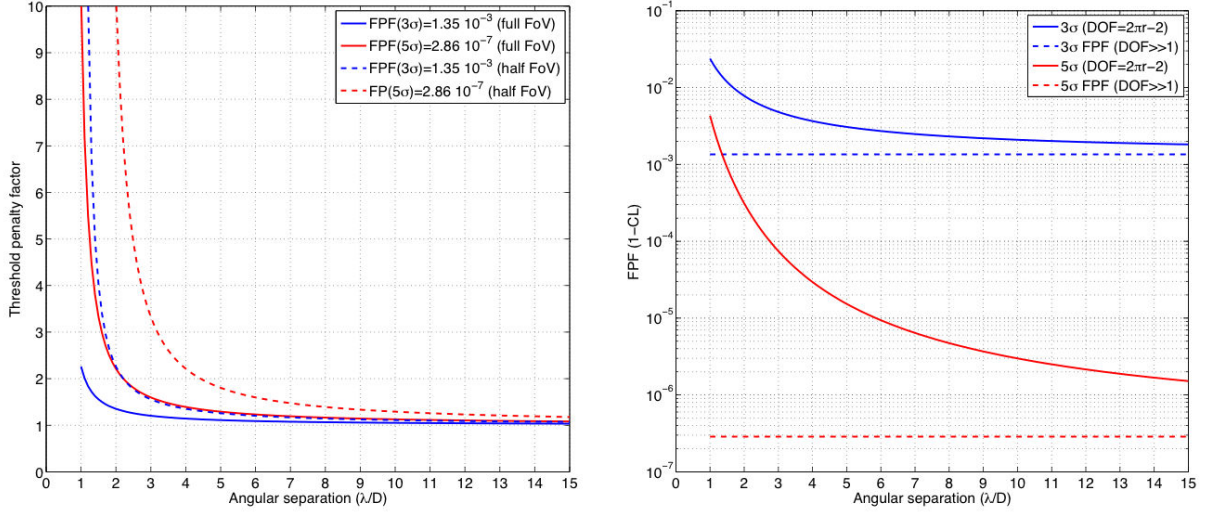


FIGURE 4.25 – *Facteur de pénalité (à gauche) ou fraction de faux positifs (à droite) associés à un échantillon gaussien selon la taille de l'échantillon. Ces résultats découlent du test de Student. Pour de grandes séparations, donc de larges échantillons, on retrouve la statistique de la loi gaussienne.*

faux positifs. Typiquement si la fraction de faux positifs est de 3×10^{-7} , il faut environ 3 millions de tirages pour détecter un faux positif, donc pour avoir une précision de 1% sur cette valeur, il faut encore multiplier ce chiffre par 100. Nous avons en pratique pour des raisons de temps de calcul, donné dans l'article les fractions de faux positifs associées à un seuil à 3σ (Figure 4.26). Ces tests numériques (cercles sur la courbe) valident de manière empirique notre nouvelle définition du contraste faisant appel à la statistique de Student dans le cas d'un échantillon gaussien de faible taille (courbe rouge en trait plein qui coïncide avec les cercles rouges). Dans le cas d'une déviation à la loi normale, le critère de Student sous-estime la fraction de faux positifs de manière significative, aussi bien à courte séparation qu'à plus grande séparation comme l'avait déjà montré [Marois et al. \(2006\)](#).

Pour des structures étendues comme les disques, les préoccupations liées aux petites tailles des échantillons sont également vraies. La réflexion théorique sur la définition de limites de détection est néanmoins beaucoup moins avancée que pour les objets ponctuels. Dans ce dernier cas, on connaît en effet la taille attendue du signal : c'est la taille d'un élément de résolution. Il faut donc mesurer le bruit à ces échelles pour évaluer le niveau de confiance d'une détection, et c'est l'approche proposée dans le cadre du test de Student ci-dessus.

Pour un objet étendu, il faut faire de même et évaluer le niveau de bruit à l'échelle spatiale attendue pour le disque. Il faut distinguer deux cas de figure selon l'extension spatiale du disque et le régime de bruit :

- Si le disque s'étend au-delà de $1''$, comme c'est le cas pour β Pictoris (cf Figure 3.5 obtenue avec l'AGPM seul), le bruit de tavelures sur des échelles d'un élément de résolution n'est pas le facteur limitant pour la détection du disque, mais le bruit de fond domine. Ce bruit de fond a une échelle spatiale de l'ordre de 700mas, et c'est malheureusement également l'ordre de grandeur de l'échelle de hauteur du disque à large séparation. On peut alors effectuer un filtrage spatial basse fréquence pour éliminer les sources de bruit à plus petite échelle qui ne doivent pas entrer en considération dans les limites de détection du disque. Une convolution par un noyau gaussien est une implémentation possible comme illustré

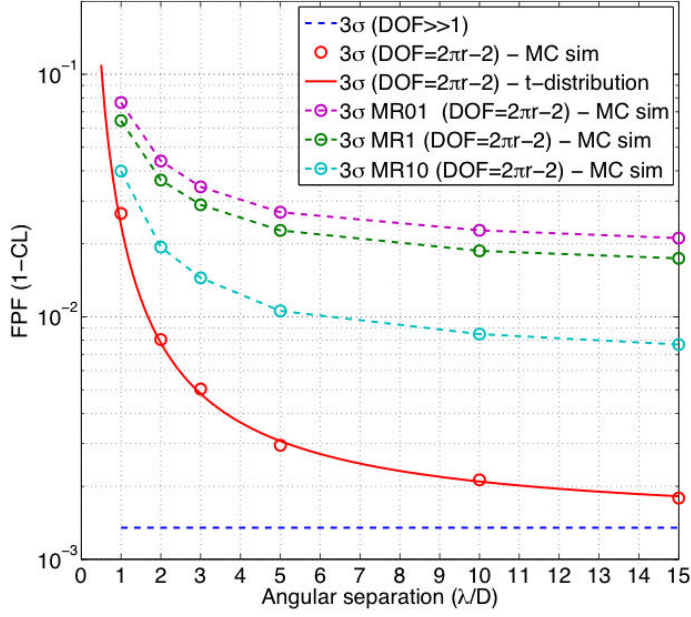


FIGURE 4.26 – *Evaluation numérique par la technique de Monte-Carlo (MC) des fractions de faux positifs selon la loi suivie par l'échantillon (gaussienne en rouge ou de Rice modifiée MR01, MR1 et MR10 pour un rapport I_C/I_S entre la partie déterministe et aléatoire de la FEP de 0.1, 1 et 10 respectivement).*

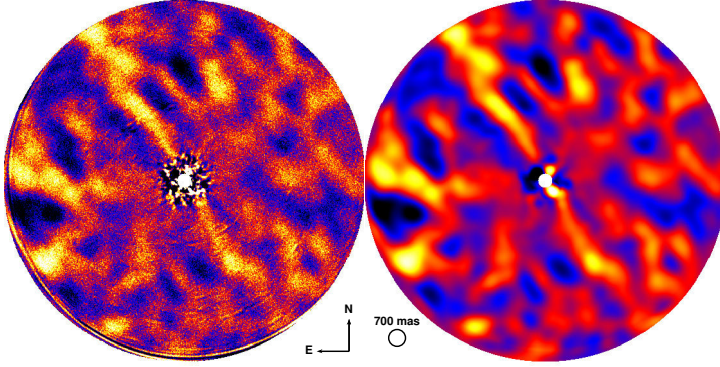


FIGURE 4.27 – *Disque de β Pictoris sans filtrage (à gauche) et avec une convolution par un noyau gaussien de largeur à mi-hauteur 700mas (à droite).*

sur la Figure 4.27 pour une largeur à mi-hauteur 700mas. Par ailleurs, ce bruit de fond ne possède de dépendance radiale comme le bruit de tavelures si bien que nous disposons de suffisamment de réalisations pour évaluer sa statistique et ne pas être dans le cas de petits échantillons. Nous pouvons également à ces séparations négliger la soustraction du disque liée à l'ADI ou bien mener une réduction sans soustraction de l'étoile au delà de $2''$, distance pour laquelle l'ADI perd son efficacité.

- Pour des disques plus compacts, comme HR 4796, le bruit de tavelures est à nouveau le facteur limitant. Une stratégie de soustraction de l'étoile est nécessaire et elle entraîne avec elle des pertes de flux du disque. Les pertes de flux dépendent directement de son extension spatiale, que l'on peut résumer par son demi-grand axe et son inclinaison (cf section 2.3.2). Il existe donc une dégénérescence entre les limites de détection d'un disque et son inclinaison. A titre d'illustration, un disque vu parfaitement de dessus sera entièrement soustrait lors de l'ADI, entraînant une absence de limite de détection dans ce cas-ci, au contraire d'un disque fin vu par la tranche qui ne serait pas auto-soustrait. Je propose donc de calibrer les pertes de flux en fonction de la séparation pour des disques vus sous différentes inclinaisons de façon à pouvoir calibrer les pertes de flux au même titre que pour des planètes et ainsi dériver des limites de détection en fonction de l'inclinaison du système. Cet aspect sera développé dans le cadre de mon projet d'étude postdoctoral

détaillé plus loin en section 4.4.3.

4.4 Les perspectives d'étude des disques de débris

L'étude des disques de débris bénéficiera des apports de SPHERE dans plusieurs domaines : une complémentarité des longueurs d'onde de $0.6\mu\text{m}$ à $3.2\mu\text{m}$, une détectivité à plus grand contraste et à bien plus courte séparation, une résolution angulaire accrue à courte longueur d'onde.

4.4.1 Exemple de proposition d'observation avec SPHERE

Ces trois éléments sont essentiels dans le cas du disque autour de HR 4796, c'est pourquoi j'ai choisi cette cible pour illustrer sur un exemple scientifique, l'apport des nouvelles observations avec SPHERE. Il s'agit ici d'un résumé d'une demande de temps garanti, que j'ai rédigé dans le cadre du groupe scientifique sur les disques circumstellaires.

Cette demande porte sur l'imagerie polarimétrique et classique avec les instruments ZIMPOL et IRDIS. Trois stratégies d'observation seront employées : l'ADI et la soustraction de référence pour l'imagerie classique et la PDI pour l'imagerie en lumière polarisée. Les objectifs d'une telle demande de temps sont les suivants :

1. Mesurer l'intensité et l'intensité polarisée du disque dans toutes les régions de l'anneau pour en déduire la fonction de phase des grains pour tous les angles de phase accessibles aux observations, c'est-à-dire de 14° à 166° et comprendre quels types de grains sont compatibles avec cette observable, en terme de composition, taille et porosité. Ce travail a été débuté grâce aux images polarimétriques NaCo, et a révélé une inadéquation des modèles théoriques aux observations. La fonction de phase a pu être établie pour des angles de phase compris entre 75° et 105° , mais avec de larges incertitudes en raison de l'incertitude sur l'intensité du disque en lumière non polarisée. Les angles de diffusions proches de 0° et 180° contiennent le plus d'information pour discriminer les types de particules diffusantes. En particulier une inversion de la polarisation est attendue aux alentours de 180° en présence de grains micrométriques. Une telle détection permettrait alors de valider le côté du disque incliné vers la Terre. Une connaissance précise de la fonction de phase permettra également une comparaison fine avec des mesures expérimentales d'analogues de poussière cosmique (Volten et al. 2007) et avec des modèles théoriques adaptés pour des particules non-sphériques (Mishchenko et al. 2000). Ces mesures se feront idéalement pour différentes longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge afin de contraindre la dépendance spectrale de la fonction de phase et comprendre où les fonctions de phase théoriques achoppent.
2. Mesurer la pente du profil interne et externe de la distribution de brillance de l'anneau à tous les azimuths, afin de confirmer ou d'infirmer la présence d'un ou plusieurs perturbateurs gravitationnels à l'origine de cette morphologie intrigante. Jusqu'à présent ces mesures n'ont pu être réalisées que le long du demi-grand axe, et avec une piètre précision en raison de la dynamique faible disponible.
3. Détecter pour la première fois la composante de poussière chaude dont la présence est supposée d'après la SED et attendue à environ 130 mas (Augereau et al. 1999). En l'absence de détection, les observations fourniront une limite supérieure à la quantité de poussière dont il faudra ensuite vérifier la compatibilité avec la SED.
4. Confirmer le décalage du centre du disque le long de l'angle de position, quantifié à la précision d'une mas par Wahhaj et al. (2014), et quantifier l'asymétrie de brillance entre les deux anses à la fois en lumière polarisée et non-polarisée pour contraindre son origine.

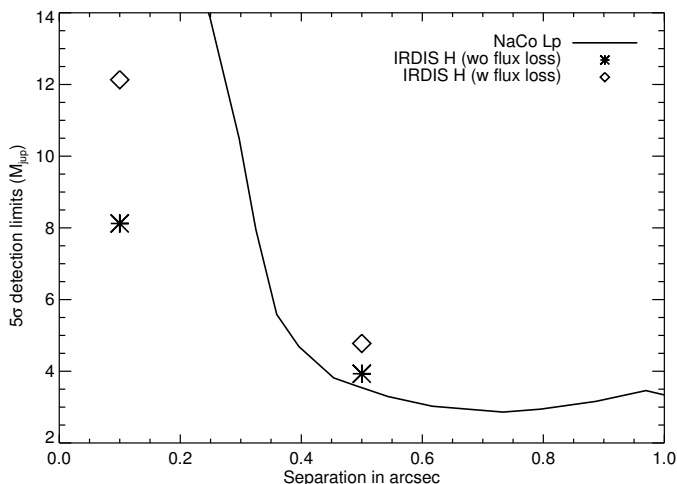


FIGURE 4.28 – *Comparaison entre le contraste mesuré en avec NaCo en bande L' (Lagrange et al. 2012a) et celui mesuré en laboratoire avec IRDIS en bande H lors de la phase de tests préliminaires en Europe. Un contraste de 1.4×10^{-5} et 1.4×10^{-6} a été obtenu à $0.1''$ et $0.5''$ en simulant l'ADI par pas discrets du dérotateur. Une perte de flux de 70% et 50% due à l'ADI a été utilisée, avant de traduire ces limites en masse à l'aide des modèles d'évolution COND03 (Baraffe et al. 2003)*

- Obtenir de meilleures limites de détection pour des objets ponctuels à courte séparation par rapport aux contraintes existantes, les plus fortes provenant actuellement de NaCo en bande L'. Les limites de détection pourront être améliorées à courte séparation comme le montre la Figure 4.28, mais HR 4796 étant une étoile jeune, la bande L' reste meilleure en terme de sensibilité à des objets de faible masse, si l'on croit les modèles d'évolution (Baraffe et al. 2003) pour un âge de 8 Ma.

Pour obtenir ces résultats, la stratégie et configuration instrumentale sont les suivantes :

- Dans le visible avec ZIMPOL, nous intégrerons en mode PDI entre 1h et 2h sur la source dans les deux filtres large bande R' et I'. La largeur des filtres R' et I' est deux fois plus large que pour le filtre à bande étroite R utilisé lors du commissioning 1, ce qui permet avec une 1h40 de pose de gagner un facteur 100 en flux du disque par rapport aux 2 min de pose, soit un gain de 10 sur le SNR, suffisant pour une détection et une mesure de l'intensité polarisée. Un calibrateur standard polarisé et non-polarisé seront observés avant et après la séquence pour calibrer le flux polarisé de manière absolue. Pour obtenir l'intensité du disque en lumière non polarisée, des observations dédiées en pupille stabilisée seront nécessaires afin de soustraire l'étoile de manière optimale. Deux stratégies sont envisagées, l'ADI pour maximiser le SNR dans les anses à $1''$ et la soustraction de référence pour s'affranchir de la soustraction le long du demi-grand axe. La détection de la composante chaude de la poussière nécessite d'atteindre une séparation de moins de 100mas, c'est pourquoi deux stratégies sont possibles : saturer le détecteur comme démontré en Figure 4.24 ou employer le coronographe 4QPM, pour atteindre une séparation de 30 mas comme démontré dans (Milli et al. 2013) au prix d'un champ de vue obstrué le long des transitions du masque que l'on placera à 45° du demi-grand axe. Les tests menés lors des prochains commissionings devraient permettre de trancher, notamment en observant si le 4QPM permet d'atténuer les ailes de la FEP comme attendu théoriquement.
- Dans l'infrarouge, la même stratégie d'observation sera implémentée avec les filtres Ks et H à l'aide du coronographe APLC : des observations dédiées en PDI, ADI et soustraction de référence. Le temps de pose pourra être plus court : 20min de pose sont suffisants en ADI comme l'a montré le premier résultat du commissioning 1, un temps similaire est envisagé en PDI et soustraction de référence.

4.4.2 Les atouts de SPHERE sur NaCo pour l'étude des disques

L'exemple précédent est instructif. L'objectif principal de SPHERE est la détection et la caractérisation d'exoplanètes. Néanmoins, sur la cible précédente très jeune (8Ma), les limites de détection pour des objets ponctuels ne dépassent ceux de NaCo en bande L' équipé du coronographe AGPM qu'en dessous de 0.4'' (Figure 4.28). Il s'agit certes d'un domaine où l'on attend beaucoup de découvertes car tous les sondages montrent que les planètes géantes sont peu fréquentes à large séparation, mais cela illustre également la complémentarité entre ces deux instruments qui seront à partir de septembre 2014 côte à côte sur l'UT1 et l'UT3 respectivement. Il faut rappeler que ce résultat dépend fortement des modèles d'évolution des planètes utilisés pour calculer la luminosité d'une planète en fonction de sa masse et de son âge. Jusqu'alors ces modèles théoriques n'ont pu être calibrés, faute de candidats dont à la fois la masse et la luminosité sont connues. C'est une des attentes de SPHERE de tester ces modèles en mesurant la luminosité de planètes détectées par la technique des vitesses radiales, donc de masse connue. Pour la science liée aux disques, les avantages de SPHERE sur NaCo seront, il me semble, plus marqués. Et l'exemple précédent illustre les retombées scientifiques potentielles d'observations de cette cible dans divers modes et filtres proposés par le nouvel instrument, aussi bien sur le plan théorique (mesure de la fonction de phase de la poussière) qu'observationnelle en révélant pour la première fois la géométrie et brillance du disque dans toutes ses régions. L'exemple du commissioning 1 va dans ce sens. Même si le but de ce commissioning est la validation opérationnelle des modes de l'instrument, quelques étoiles à disques et à planètes ont été observées et la science potentiellement réalisable sur les disques est déjà considérable alors qu'aucune planète n'a pu être détectée.

Différents aspects rendent l'instrument SPHERE particulièrement efficace pour la caractérisation des disques de débris. L'essentiel provient du design de l'instrument pensé dès le départ pour atteindre les meilleures performances en contraste et en résolution angulaire, fort de l'expérience de NaCo. Sans prétendre à l'exhaustivité, je souhaite présenter les points forts principaux de SPHERE qui en font un instrument adapté pour les disques.

1. D'une part, la stabilité de la FEP a constitué le facteur-clé lors de la conception mécanique et optique. Contrairement à NaCo, l'instrument est fixe sur une plateforme stable et asservie pour amortir les vibrations produites par les pièces mobiles de l'instrument (pompes cryogéniques) ou par le dôme. La dérotation s'effectue ainsi par l'intermédiaire d'une seule pièce optique mobile, sans tourner tout l'instrument comme c'est le cas pour NaCo, ce qui induit nécessairement des variations des contraintes mécaniques.
2. La coronagraphie représente le mode d'observation standard qui équipe les trois instruments IRDIS, IFS et ZIMPOL. Profiter pleinement des bénéfices de cette technique nécessite pour cela un très bon contrôle des aberrations de bas ordre, notamment les modes de basculement (Mawet et al. 2012). Ce contrôle est déjà bien meilleur que pour NaCo et des mesures actuellement en cours montrent que les résidus de basculement atteignent bien les spécifications de 3mas lorsque la boucle d'asservissement en vibration du miroir secondaire du télescope est désactivée. Par ailleurs la pupille est alignée et asservie grâce au miroir pupillaire de basculement, pièce qui n'était pas présente sur NaCo et dont l'effet est notable sur les araignées et tout le halo. Contrairement à NaCo pour lequel le centrage en coronagraphie est manuel et doit être vérifié régulièrement, la procédure est ici automatisée assurant ainsi une bien meilleure stabilité temporelle. Un des atouts de SPHERE consiste en une vaste gamme de coronographes de conceptions différentes permettant de s'adapter aux contraintes des cas scientifiques. L'instrument est flexible puisque de nouveaux coronographes pourront être installés dans l'avenir, comme cela sera sans doute le cas pour l'AGPM en bande H ou K, dont des prototypes existent

déjà et sont prêts à être intégrés, comme prévu par un accord de principe signé en 2009. Ils remplaceront avantageusement les 4QPM.

3. Les hautes valeurs du rapport de Strehl fournies par l'OA extrême en proche infrarouge bénéficient aussi bien à l'étude des disques qu'à celle des planètes. L'étude du disque de β Pictoris en bande L' montre en effet qu'un rapport de Strehl supérieur à 50% permet de sonder les régions les plus proches de l'étoile pour laquelle la distribution de poussière est encore mal connue et trahit la présence potentielle d'un système planétaire. Le système d'OA de SPHERE permet ici de largement dépasser cette valeur-ci dès la bande J. De plus la variable pertinente ici étant le contraste brut plutôt que le rapport de Strehl, [Serabyn et al. \(2007\)](#) montrent que passer de 35% de rapport de Strehl avec 185 actuateurs à 90% avec 1600 actuateurs permet alors de gagner un facteur > 50 en contraste brut (équation 1.5).
4. La stratégie d'imagerie différentielle instantanée a été poussée à son maximum dans l'instrument ZIMPOL pour lequel la modulation à haute fréquence permet d'enregistrer deux canaux polarimétriques différents sur les mêmes pixels et après avoir traversé les mêmes optiques. La polarisation étant un outil de diagnostic très performant sur les disques, cela constitue un développement très pertinent même si le niveau de correction de l'OA dans le visible ($\sim 20\%$) n'atteint pas celui dans l'infrarouge. Une nouvelle population de disques de débris devient alors accessible en autorisant des contrastes élevés dès 30 mas : la poussière chaude, en orbite à quelques ua jusqu'alors noyée dans le halo de tavelures. Un exemple de telles observations sur l'étoile HD 69830 est donné en annexe I, rédigé dans le cadre du temps ouvert sur l'instrument GPI mais parfaitement applicable pour IRDIS et ZIMPOL. Il s'agit d'un système certes très soigneusement sélectionné pour augmenter les chances de détection (très fort excès infrarouge de 2.8×10^{-4} , système à 12.5pc et présence supposée de poussière chaude à l'intérieur de 3ua) mais ce cas n'est pas unique.
5. La couverture en longueur d'onde est adaptée aux besoins de l'imagerie des disques en lumière diffusée en couvrant à la fois le visible et le proche infra-rouge. L'information de couleur est en effet très contraignante pour caractériser la nature des grains comme l'ont démontré les nombreux exemples de disques observés avec HST du visible à l'infra-rouge (e.g. [Schneider et al. 2006](#); [Debes et al. 2008](#)). Même si la sensibilité ne peut pas rivaliser avec celle d'instruments spatiaux comme NICMOS ou STIS, la résolution angulaire est un atout indéniable pour distinguer des détails morphologiques. L'information spectrale de ces structures permet par exemple de distinguer un nuage compact de poussière d'un corps planétaire massif, comme le montre l'exemple de Fomalhaut ([Kalas et al. 2013](#)). Seul l'instrument MagAO disposait jusqu'alors de capacité de haut contraste dans le visible sur un télescope de la classe de 8m, et il a commencé à livrer ses premiers résultats sur les disques circumstellaires ([Follette et al. 2013](#))

Parmi les compromis qui ont été réalisés lors de la conception, on mentionnera le champ de vue, relativement faible pour ZIMPOL ($4''$ de rayon) et l'IFS ($1.7'' \times 1.7''$), caractéristique préjudiciable pour des disques étendus. La perte de la bande L' déjà évoquée précédemment est moins préjudiciable pour les disques que pour les planètes car l'émission de fond et thermique reste un obstacle majeur pour révéler des disques à cette longueur d'onde. L'obtention d'un très haut contraste nécessite l'emploi de beaucoup de pièces optiques qui baissent la transmission globale et augmente l'émission thermique, peu compatibles avec les exigences de l'imagerie en bande L' . Certains instruments comme MagAO ont au contraire été optimisés pour cette longueur d'onde grâce à la présence d'un miroir secondaire déformable et donc d'un train optique plus court ([Morzinski et al. 2013](#)). Ce sera le cas également de l'instrument Enhanced Resolution

Imager and Spectrograph (ERIS) dont l'installation est prévue au VLT avant 2020. Il remplacera NaCo et permettra l'imagerie dans l'infrarouge moyen jusqu'à la bande M.

Les différences de conception entre les deux instruments GPI et SPHERE laissent envisager une certaine complémentarité. Dans l'infrarouge en polarimétrie, GPI a sur le papier une belle carte à jouer. Sa situation actuelle au foyer Cassegrain est plus favorable car la polarisation instrumentale est réduite, même si sa contribution sera toutefois plus difficile à calibrer en raison de la présence du modulateur polarimétrique (une lame demi-onde) en aval du coronographe pour ne pas introduire d'erreurs de front d'onde supplémentaire avant le coronographe (Perrin et al. 2014). L'emploi d'une matrice de micro-lentilles en amont du prisme de Wollaston devrait introduire moins d'aberrations différentielles entre les deux canaux. La stratégie de calibration des aberrations non-communes et autres aberrations statiques est également différente de SPHERE. Ce dernier mise sur la stabilité mécanique de sa plate-forme alors que GPI, qui bouge avec le télescope, dispose d'une unité de calibration pour mesurer ces aberrations en temps réel par un interféromètre. SPHERE dispose d'un champ de vue plus large et une bien plus grande couverture spectrale qui le laisse sans rival dans le visible ou à grande séparation. Il dispose également d'une OA plus performante sur des sources faibles, surtout en infrarouge, lui donnant notamment accès à davantage de sources jeunes, donc intéressantes pour la recherche de planètes et de disques.

4.4.3 Les axes d'étude futures et l'apport d'autres instruments

L'arrivée de SPHERE, de son concurrent GPI et le début des opérations d'ALMA au maximum de ses capacités ouvrent de vastes perspectives pour l'imagerie des disques, qui constitueront mon programme de recherche postdoctoral, et permettront d'apporter des réponses à deux questions :

- quelles sont les propriétés des particules de poussière des disques de débris et qu'est ce qui façonne leur distribution spatiale ?
- pourquoi ne détecte-t-on pas davantage de disques de débris ? Est-ce un phénomène rare ou un biais instrumental ?

Pour répondre à ces questions, je souhaite porter des efforts dans deux directions privilégiées : des études multi-longueur d'onde sur des cas individuels permettant de révéler l'émission à la fois diffusée et thermique, et une étude statistique globale de la fréquence des disques de débris détectés en lumière diffusée.

Jusqu'à présent les observations de disques de débris en lumière diffusée se sont attachées à comprendre la distribution spatiale de la poussière, à la recherche d'indices d'un système planétaire encore invisible aux techniques actuelles de détection, laissant l'étude des propriétés de la poussière aux modélisateurs qui se basent alors principalement sur la SED. Quelques études dont celle présentée sur HR 4796 essaient de concilier ces deux approches, mais achoppent encore pour la plupart autour des propriétés de diffusion encore mal comprises des particules de poussière. Progresser sur cet aspect requiert d'avancer à la fois d'un point de vue observationnel et théorique. Cela passe nécessairement par une approche multi-longueur d'onde, combinant émission thermique dans les domaines millimétrique et infrarouge avec la lumière diffusée dans le visible et le proche infra-rouge. C'est l'angle d'attaque choisi pour l'étude en cours du disque de β Pictoris présentée en section 3.1.4, pour lequel il existe déjà une base de données d'observation très large couvrant tous les domaines spectraux. Les observations du radiotélescope ALMA apportent une contrainte forte sur la position des planétésimaux et sont complémentaires à l'imagerie en lumière diffusée pour comprendre la dynamique du disque de débris. Sur HR 4796, j'ai réalisé deux demandes de temps avec ALMA, résumées en annexe J, qui illustrent comment la résolution fournie par ALMA permet de contraindre la localisation de ces planétésimaux. Les nouvelles

possibilités d'imagerie de poussière chaude rendue possible par les capacités polarimétriques des nouveaux instruments IRDIS, ZIMPOL et GPI viendront parfaitement compléter les mesures interférométriques (Absil et al. 2013a) ou thermiques (Moerchen et al. 2007, 2010) jusqu'alors seules à pouvoir sonder les premières unités astronomiques autour des étoiles brillantes.

Cette approche de modélisation multi-longueur d'onde et multi-échelle sur certains cibles soigneusement sélectionnées devra être complétée par une étude statistique globale de la fréquence des disques de débris détectés en lumière diffusée. Dans ce domaine, la science sur les disques est en effet largement en retard par rapport aux études d'exoplanètes pour laquelle des sondages incluant des dizaines voire centaines d'étoiles ont permis les premières statistiques sur les populations d'exoplanètes (e.g. Wahhaj et al. 2013; Rameau et al. 2013b; Janson et al. 2012; Vigan et al. 2012). Des premiers résultats ont été obtenus à partir de mesures interférométriques et suggèrent des fréquences de l'ordre de 30% en moyenne pour la poussière chaude à quelques ua (Absil et al. 2013a). Des mesures obtenues avec le satellite Spitzer montrent qu'environ 10% des étoiles de type solaire d'un milliard d'années possèdent un excès infrarouge significatif à $70\mu m$ (Kains et al. 2011). Néanmoins aucune étude de ce type n'a été conduite à partir d'observations à haut contraste en infrarouge proche ou dans le visible, pour vérifier si le faible nombre de détections (25 à ce jour, Soummer et al. 2014) est compatible avec ces chiffres. La principale raison, valable pour des observations depuis le sol en ADI et évoquée en section 4.3, est la difficulté de définir des limites de détection pour des objets étendus. Une telle approche nécessite de mettre en place un formalisme statistique similaire à celui implémenté dans les sondages d'exoplanètes, qui permettrait en retour d'effectuer des analyses de sensibilité selon le type spectrale, l'âge ou la métallicité des étoiles hôtes susceptibles d'éclairer les mécanismes d'évolution des systèmes planétaires.

Conclusion

Au cours de ces trois années de travail, j'ai eu l'opportunité de parcourir toute la chaîne de traitement de l'information en imagerie à haut contraste, depuis sa mesure via des considérations instrumentales pointues jusqu'à l'extraction du signal astrophysique et son analyse en terme de diffusion de la lumière. Cette approche très large s'est faite avec un objectif particulier, la détectabilité et la caractérisation des disques de débris, ce qui constitue la spécificité de ce travail de thèse. Les deux instruments impliqués, SPHERE et NaCo, m'ont permis d'être témoin d'un saut technologique entre deux générations d'imageurs, mettant ainsi en perspective les avancées de la compréhension des limites instrumentales du haut contraste depuis ses débuts à la fin des années 1990. La période qui commence est maintenant très excitante puisque les retombées astrophysiques de ces avancées technologiques et conceptuelles vont être connues.

La diversité des domaines scientifiques impliqués constitue la richesse de cette approche. Des considérations statistiques sur la stabilité de la fonction d'étalement de point, j'ai déduit les mérites et inconvénients de différentes techniques d'évaluation puis de soustraction de l'étoile, basées sur des techniques avancées de traitement d'image.

L'imagerie différentielle angulaire, fondamentalement limitée par la décorrélation rapide des tavelures sur les premières dizaines de secondes, a néanmoins de belles perspectives. Grâce à mes travaux, ses effets sur les objets étendus sont bien compris et des techniques de modélisation inverse permettent de les compenser. Les développements de méthode de réduction permettant d'exploiter de manière optimale la diversité d'une bibliothèque d'images laissent présager de belles avancées, notamment en y ajoutant la prise en compte d'informations sur l'état du système. Cela permettra non seulement d'obtenir les meilleures performances des observations à venir avec SPHERE mais aussi de retraiter de manière systématique les archives, de NaCo par exemple, pour y détecter de nouveaux objets passés inaperçus jusqu'alors. Les planètes β Pictoris b et HR 8799 b, d, et e étaient en effet présentes dans les données de NaCo ou NICMOS dès 2003 et 1998 réciproquement, mais ne furent découvertes qu'en 2008.

La polarimétrie, technique encore peu répandue il y a quelques années, est quant à elle fortement avantageuse par le caractère simultané de ce mode d'imagerie. Son emploi demande cependant une bonne expertise instrumentale de façon à pouvoir estimer ou compenser les biais instrumentaux, mais l'information qu'elle porte sur la poussière fera sans doute progresser encore plus notre compréhension de la nature des disques. D'une part, les observations récentes avec NaCo, SPHERE ou GPI montrent en effet des comportements de diffusion de la lumière encore mal expliqués, qui constitueront une motivation importante pour proposer de nouvelles observations et de nouveaux modèles théoriques dans un futur proche. D'autre part, elles laissent présager la découverte en lumière diffusée de poussière chaude à quelques unités astronomiques seulement, complétant ainsi le diagnostic incomplet de l'interférométrie, l'imagerie thermique ou l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie du disque.

Dans ce contexte, j'ai analysé d'un point de vue astrophysique, la lumière diffusée par la poussière de deux systèmes pour lesquels les observations futures avec SPHERE seront très prometteuses. Dès 2012, l'alignement du disque gauchi de β Pictoris et de la planète a ainsi pu être mis en évidence. Maintenant, l'étau se ressert sur la planète β Pictoris b dont les éléments orbitaux et la masse sont maintenant bien contraints grâce aux mesures récentes de GPI combinées aux mesures par vitesses radiales. Cela permet une étude des interactions dynamiques avec le disque pour étudier si elles permettent d'expliquer les asymétries observées et éventuellement sont des signes d'autres compagnons orbitant l'étoile. Initialement moins connue, HR 4796 a cependant attiré l'attention des médias, grâce aux communiqués de presse de GPI et SPHERE. Une approche multi-longueur d'onde à très courte séparation complétée par des observations millimétriques avec ALMA sont les outils que je propose pour tenter de cerner observationnellement le comportement intrigant de ces particules de poussière.

Les premiers résultats de SPHERE sur le ciel sont très encourageants dans ce domaine : les limites instrumentales sont bien comprises et les performances des principaux modes d'observation en phase avec les simulations. Par ailleurs, le cadre théorique permettant une analyse rigoureuse du niveau de contraste, même à courte séparation est bien en place. Une étude individuelle et une approche statistique des disques de débris peut donc commencer. Ce sera l'objet de mon post-doctorat dans la lignée de ce travail puisque j'ai choisi de continuer à travailler sur SPHERE en m'impliquant dans les opérations en tant qu'astronome de support dans le cadre d'un fellowship à l'ESO. Comme je l'ai montré dans ce travail, la proximité avec l'instrument représente en effet un atout dans son exploitation scientifique, et c'est la raison de ce choix de poursuite dans cette voie.

La correction de l'efficacité de polarisation et de l'angle de polarisation sur l'étoile HR 4796 avec NaCo

A.1 Calibration de l'efficacité de polarisation

En présence d'un objet astrophysique structuré, il est possible d'estimer l'efficacité polarimétrique sans avoir nécessairement observé d'étoile standard polarisée. [Avenhaus et al. \(2014\)](#) détaille une technique applicable au cas où l'objet est un disque vu de dessus. Je propose ici une technique applicable au cas d'un disque incliné comme HR 4796. Elle suppose que l'efficacité polarimétrique du paramètre de Stokes Q, e_Q , vaut 100% et permet de calibrer l'efficacité polarimétrique du paramètre de Stokes U, e_U , relativement à e_Q à partir des observations. On constate en effet visuellement sur des images contenant un signal astrophysique (un disque en l'occurrence) que le SNR est plus faible sur l'image du Stokes U que Q (voir section 3.2.3) et ce constat est partagé par d'autres auteurs (e.g. [Avenhaus et al. 2014](#)). Pour corriger cela, après avoir calculé les paramètres de Stokes Q et U pour le disque en question, j'ai ajusté empiriquement la valeur de e_U jusqu'à ce que la fraction polarisée mesurée dans les deux anses du disque (correspondant à un angle de diffusion de 90°) soit la même. Cette technique a pu être possible pour deux raisons :

- d'une part on s'attend à une population de poussière répartie uniformément le long de l'orbite du disque, donc une même fraction polarisée dans les régions du disque pour lesquelles l'angle de diffusion correspond à 180° .
- d'autre part, du fait de l'orientation du disque dans le plan du détecteur au fil de l'intégration, le flux dans les deux anses du disques vu par la composante de Stokes U est distinct, ainsi en variant l'efficacité e_U assignée à cette image, on fait également varier le rapport de flux entre les deux anses du disques dans l'image de l'intensité polarisée.

Le résultat de cet ajustement est donné sur le Figure A.1. Une valeur pour e_U de 76% a été déterminée.

Les travaux de caractérisation de [Witzel et al. \(2011\)](#) permettent de valider la valeur numérique ainsi déterminée pour e_U . La matrice de Mueller de NAOS telle que modélisée par ([Witzel](#)

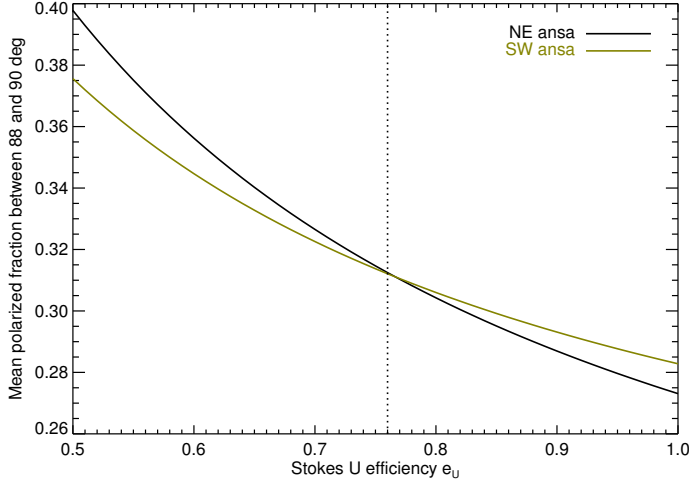


FIGURE A.1 – Fraction polarisée mesurée dans les deux anses du disque de HR 4796 selon la valeur de l’efficacité polarimétrique du vecteur de Stokes U.

et al. 2011) est la suivante :

$$M_{NAOS} = \begin{pmatrix} 0.972 & 0.006 & 0 & 0 \\ -0.006 & 0.972 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.841 & 0.486 \\ 0 & 0 & 0.486 & 0.841 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Elle indique une perte d’efficacité plus importante pour le paramètre de Stokes U que Q. En effet pour un faisceau entièrement polarisé linéairement selon +U dont le vecteur de Stokes est $(1, 0, 1, 0)$, on obtient en sortie de NAOS un faisceau de paramètre de Stokes $(0.972, -0.006, 0.841, 0.486)$ dont la fraction polarisée selon U est de $0.841/0.941 = 0.894$. En revanche pour un faisceau entièrement polarisé linéairement selon +Q de composante $(1, 1, 0, 0)$, il devient en sortie de NAOS $(0.978, 0.966, 0, 0)$ dont la fraction polarisée est de $0.966/0.978 = 0.988$. On a donc une efficacité polarimétrique 10% plus faible pour le Stokes U que le Stokes Q en ne considérant uniquement NAOS.

A.2 Calibration de la direction de polarisation

De manière analogue, la présence d’un objet structuré permet de calibrer la direction de polarisation. Dans le cas d’observations de disques circumstellaires, on s’attend généralement à une polarisation azimuthale car la diffusion par des poussières introduit une polarisation perpendiculaire à la direction de propagation dans le cas de la diffusion de Rayleigh ou de Mie aux alentours de 90° . Ainsi, si le disque est optiquement fin et que la direction de propagation passe par l’étoile (selon \vec{e}_r en coordonnées polaire centrée sur l’étoile), alors le vecteur de polarisation est dirigé selon \vec{e}_θ , comme illustré par la Figure 1.18. Il est intéressant de se placer dans un référentiel polaire pour évaluer les paramètres de Stokes. Les paramètres de Stokes radial et azimuthal se calculent avec les expressions suivantes (voir par exemple Avenhaus et al. 2014) :

$$P_\perp = Q \cos(2\phi) + U \sin(2\phi) \quad (\text{A.2})$$

$$P_\parallel = -Q \sin(2\phi) + U \cos(2\phi) \quad (\text{A.3})$$

dans lesquelles ϕ est l’angle polaire sur le détecteur mesuré à partir de la verticale :

$$\phi = \arctan \frac{x - x_0}{y - y_0} + \theta \quad (\text{A.4})$$

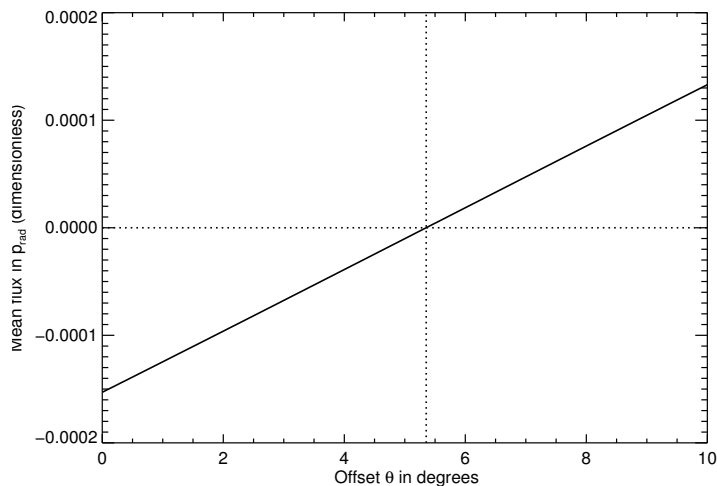


FIGURE A.2 – Valeur moyenne de la composantes de Stokes radiale selon la valeur de correction de la lame demi-onde.

(x, y) correspond aux coordonnées cartésiennes, (x_0, y_0) est la position de l'étoile et le décalage θ correspond à un biais introduit par l'instrument NaCo. Il est possible de mesurer ce décalage à partir des données si celles-ci contiennent un signal polarisé de direction connue. Dans le cas d'un disque circumstellaire, on s'attend donc à une absence de signal astrophysique dans le paramètre de Stokes azimuthal, c'est-à-dire une valeur nulle en moyenne. On peut donc facilement par itération sur la valeur de ce paramètre déterminer sa valeur pour valider ce critère. J'ai implémenté cette technique sur le disque de HR 4796. Le résultat est illustré sur la Figure A.2 et montre que cette technique permet d'estimer θ de manière précise. En moyenne, le flux de l'image P_{\perp} s'annule pour un décalage $\theta = 5.4^{\circ}$.

Dans le cas d'un disque comme celui de HR 4796, la direction de polarisation est attendue et la correction du biais instrumental n'apporte donc pas d'information astrophysique additionnelle. Il est cependant intéressant de la corriger car cela permet d'exploiter l'image du paramètre de Stokes azimuthal P_{\parallel} au lieu de l'intensité polarisée $pI = \sqrt{Q^2 + U^2}$. L'image pI est en effet un estimateur biaisé du signal polarisé d'un objet astrophysique car le bruit contenu dans les images Q et U est élevé au carré et n'est donc plus à moyenne nulle. En revanche si l'on se place dans un référentiel polaire pour évaluer les paramètres de Stokes, comme on s'attend à ce que tout le signal astrophysique soit contenu dans le paramètre de Stokes azimuthal P_{\parallel} , on peut légitimement substituer P_{\parallel} à pI pour l'interprétation du signal.

Annexe **B**

La position de la planète β Pictoris b par rapport au disque de débris

Je présente ci-dessous l'article de 2012 démontrant que la planète détectée par imagerie en 2008 est alignée avec le disque interne gauchi plutôt qu'avec le disque externe observé à plus large séparation. Mon rôle dans cette étude a porté sur la réduction des données dans l'optique de détecter à la fois le disque et le compagnon, l'analyse des angles de position des deux disques, en développant différentes techniques d'ajustement sur les profils verticaux du disque, ainsi que la dérivation des incertitudes associées.

The position of β Pictoris b position relative to the debris disk^{★,★★}

A.-M. Lagrange¹, A. Boccaletti², J. Milli¹, G. Chauvin^{1,3}, M. Bonnefoy³, D. Mouillet¹, J. C. Augereau¹, J. H. Girard⁵,
S. Lacour², and D. Apai⁴

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France
e-mail: anne-marie.lagrange@obs.ujf-grenoble.fr

² LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris-Diderot, 92195 Meudon, France

³ Max Planck Institut für Astronomie Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

⁴ Department of Astronomy and Department of Planetary Sciences, The University of Arizona, 933 N Cherry Avenue, Tucson, AZ 85718, USA

⁵ ESO Vitacura Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago de Chile 19, Chile

Received 14 October 2011 / Accepted 16 January 2012

ABSTRACT

Context. We detected in 2009 a giant, close-by planet orbiting β Pic, a young star surrounded by a disk that has been extensively studied for more than 20 years. We showed that if the planet were located on an inclined orbit, this could account for several peculiarities of the β Pictoris system. However, the available data did not permit us to measure the inclination of β Pic b with respect to the disk, and in particular to establish in which component of the disk – either the main, extended disk or the inner inclined component/disk – the planet was located. Comparison between the observed planet position and the disk orientation measured using previous imaging data was not an option because of potential biases in the measurements.

Aims. Our aim is to measure precisely the planet location with respect to the dust disk using a single high-resolution image, and correcting for systematics or errors that degrade the precision of the disk and planet relative-position measurements.

Methods. We gathered new NaCo data in the K_s band, with a set-up optimized to derive simultaneously the orientation(s) of the disk(s) and the planet projected position.

Results. We show that the projected position of β Pic b is above the midplane of the main disk. With the current data and knowledge of the system, this implies that β Pic b cannot be located in the main disk. The data instead suggest that the planet is located in the inclined component.

Key words. planetary systems – planet-disk interactions – planets and satellites: detection – planets and satellites: formation – instrumentation: adaptive optics

1. Introduction

Understanding planetary system formation and evolution has become one of the most exciting challenges in astronomy, since the imaging of a resolved debris disk around the young star β Pictoris, in the 80's and the discovery of the first exoplanet around the solar-type star 51 Peg in the 90's. While more than 500 planets (mostly giants, hereafter GPs) closer than a few AU have been identified with radial velocity (RV) and transit techniques, very few have been imaged and definitely confirmed around stars, at separations comparable to those of our Solar System giants (Marois et al. 2008; Lagrange et al. 2010). The planets imaged so far orbit young stars; indeed the young planets are still hot and the planet-star contrasts are compatible with the detection limits currently achievable, in contrast to similar planets in older systems (we exclude here planetary mass objects detected around brown dwarfs, whose origins are still debated). Noticeably, the stars are of early-types, and surrounded by debris disks, i.e. disks populated at least by small grains with lifetimes so short that they must be permanently produced, probably by the destruction (evaporation, collisions) of larger solid bodies.

Apart from these still rare cases of imaged planets, several of these debris disks have now been resolved at optical or near-IR wavelengths, with sometimes peculiar structures (rings, gaps) that could indicate the presence of yet unseen planets. These debris disks, and especially those with already imaged planets, are ideal places to study planet-disk interaction and early ages. Among these systems, the young (12^{+8}_{-4} Myr; Zuckerman et al. 2001) and close (19.3 ± 0.2 pc; Crifo et al. 1997) disk around the A5V star β Pictoris has been considered as a prototype of young planetary systems. We detected with NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) on the Very Large Telescope a companion to β Pic orbiting between 8 and 15 AU from the star (Lagrange et al. 2009). Using the models of Lyon group (Baraffe et al. 2003) and the observed L' magnitude, we derived from the available photometry a temperature of ~ 1500 K and a mass of $9 \pm 3 M_{\text{Jup}}$. These parameters were later confirmed by new observing techniques at $4.0 \mu\text{m}$ (resp. Quanz et al. 2010), and at K_s band (Bonnefoy et al. 2011)¹. As the brightness-mass

¹ Currie et al. (2011) published a detection in M band. The photometric information should however be interpreted with extreme care: owing to the lack of an unsaturated β Pic PSF image (necessary to estimate the flux level of the planet in the saturated images), the authors used a photometric reference that had been observed 2 years prior to the actual observations. This, we believe, is unsuitable in the case of ground-based imaging, moreover at IR.

* Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, ESO; run 086.C-0341(A).

** Appendices A and B are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

relationships predicted by these models at young ages are still influenced by uncertain initial conditions, we furthermore used RV data to directly constrain its true mass to be less than $\approx 10\text{--}25 M_{\text{Jup}}$ (Lagrange et al. 2012), for orbital separations of 8–12 AU. Additional astrometric data obtained in 2010–2011 show finally that the planet semi-major axis is in the range 8–10 AU (Chauvin et al. 2012), and its eccentricity less than 0.12. Hence, β Pic b is today the closest planet ever imaged around a star.

Two particularities of the β Pic disk are: 1) the warping of its inner (less than 80 AU) parts, observed with HST and from the ground with adaptive optics since the late nineties (Mouillet et al. 1997; Heap et al. 2000; Golimowski et al. 2006; Boccaletti et al. 2009), and 2) several asymmetries in more external parts of the disk observed earlier-on (Kalas & Jewitt 1995). We attributed the observed warp to the gravitational perturbation of a massive body located on an inclined orbit, on a disk of planetesimals, and the outer asymmetries to the distribution of the small grains released by collisions among the perturbed planetesimals, and immediately blown away by the stellar radiation pressure (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001). Golimowski et al. (2006) interpreted this inner part as a secondary, inclined disk². We showed in Lagrange et al. (2010) that given its observed properties and the earlier modeling results, if β Pic b were indeed located in the warped part of the disk (or close to it), several of these asymmetries could be accounted for. However, the error bars in the position of β Pic b with respect to the star, and in particular, its position angle (hereafter PA) did not allow us to determine whether it is located within the main, outer disk or the inner, warp component. Both components are indeed separated by only $2\text{--}5^\circ$, very close to the uncertainty in the measured projected PA of the planet. This rather large uncertainty on the planet PA is in part caused by our inability to reliably measure the star center positions in the heavily saturated images we use to achieve the high contrast necessary to detect planets. The star center position is obtained from a fit to the low-flux level wings of the saturated image, which happens to be very variable in shape and display significant asymmetries that, we believe, cannot be corrected for (see below). Currie et al. (2011) claimed that β Pic b was located in the main disk rather than in the inclined/warped disk. However, we believe for the following four reasons that these results have to be taken with care. First, the data were calibrated using platescales and orientations measured on data taken more than one month (L' data) and almost one year (M' data) after the data presented in their paper. Second, the uncertainties associated with these measurements, between 1.2 and 1.9 degrees, are only the uncertainties associated with the planet centroiding estimates. We show in the following that this uncertainty is by far not the largest source of uncertainty. Third, the comparison between the planet and disk PA relies on a PA of the main disk measured in low spatial resolution data (Kalas & Jewitt 1995) acquired years before, and does not take into account any error bars in the disk PA, while revised values were published by our group far more recently (Boccaletti et al. 2009). Fourth, the authors did not discuss that the observed position angle of the planet with respect to the disk is affected by possible projection effects if, as proposed earlier, the disk(s) is(are) inclined with respect to the line of sight. Following the results of Currie et al., Dawson et al. (2011) developed dynamical simulations involving three scenarios: 1) β Pic b is on an inclined orbit as described above, and is responsible for the warp;

2) β Pic b orbits within the main disk, and an additional planet is responsible for the warp; and 3) β Pic b was initially on an inclined orbit, responsible for the warp, and then moved back into the main disk through inclination damping. Interestingly, the second scenario was not found to be viable.

Accurate measurements of the disk or planet absolute PA are not straightforward to obtain, and require precise calibrations of detector orientation. Aware of these uncertainties, we decided to obtain new data of the β Pic system that would allow us to measure *directly* the position of the planet with respect to the disk, using data that would show at the same time the main and warped component, as well as β Pic b, so as to minimize as much as possible the instrumental systematics and associated uncertainties. In Sect. 2, we describe the data, the reduction procedures, and we provide the resulting images. We present in Sect. 3 (resp. Sect. 4) the methods used to measure the disk (resp. planet) orientations and the associated results. We note that as we are interested in finding the relative position of β Pic b with respect to the disk, we do not a priori need to measure the planet and disk *absolute* PAs and associated uncertainties (detailed in Appendices A and B). In particular, the planet position relative to the disk will not be influenced by systematics that affect the planet and disk PAs in the same way, such as, for instance, the absolute detector orientation on the sky. In contrast, all effects that impact differently the planet and disk positions have to be quantified in detail. As the disk and planet absolute PAs may nonetheless be interesting information for other purposes, we address these issues in Sects. 3 and 4. We then discuss the relative (projected) position of β Pic b relative to the disk. Finally, in Sect. 5, we constrain the de-projected position of the planet, hence its location within the dusty disk.

2. Data and reduction procedures

In our VLT/NACO follow-up program of β Pic b, we focused mainly on the determination of the planet orbital parameters. Several images were taken at different epochs. However, the data were either obtained in L' band where the disk is much fainter, and/or with a dithering pattern (different positions of the star on the detector, referred hereafter to as the different “offsets”) to reduce the background (sky and above all detector) noise but limiting the FoV to $\approx 4''$ (80 AU); such a limited field of view therefore prevented an unambiguous measurement of the main disk component because of the presence of the inner warped component. Without dithering offsets, a much larger field can be obtained, allowing us to detect the disk at larger distances, where the main component dominates (the warp component contribution drastically declines longwards of 80 AU). As a drawback, the background removal is expected to be more critical.

2.1. The data

To achieve our goal of measuring the position angle of the planet with respect to the disk using a single set of data, we decided to acquire VLT/NACO images at K_s in which the star was located at a single offset on the detector. The observations were carried out on 2010 Nov. 16, with the S27 camera. All data considered here were recorded in pupil tracking mode (angular differential imaging, ADI, Marois et al. 2006), consisting in a sequence of saturated images (several datacubes), both followed and preceded by a series of un-saturated PSF images, with a measured $FWHM = 2.98$ pixels = 80.49 mas, used to estimate the PSF shape for calibration purposes (photometry, shape), and fake planet simulation (see below). In the present context, we

² It is beyond the scope of the present paper to discuss the origin of the inner warp. In the following, we refer to this inner part as the warped component or inclined disk.

are not so much interested in the photometry but rather the PSF shape (which is used to inject fake planets, see below). Immediately after the last saturated image had been acquired, the telescope was offset and images with detector integration times (DITs) similar to those of the saturated data were taken, to estimate the sky/background. We tried to observe β Pic at parallactic angles such that the telescope spiders did not overlap the disk. Finally, the detector plate scale was measured on five stars located in an Orion field, using HST astrometric data, to be 27.01 ± 0.05 arcsec per pixel, and the north orientation offset (=absolute PA – PA measured on the detector) was measured to be $-0.25 \pm 0.07^\circ$. These 5 stars are those we use regularly for our astrometric calibrations (Chauvin et al. 2012). If, instead of using these 5 stars, we use 15 stars in the same field, we find the same offset (within the error bars): -0.29° , but with an increased dispersion (0.3°). We attribute this discrepancy in the dispersions to possible systematics due for instance to the limited precision of the HST astrometric data, which serve as references for the stars positions, and also to the fact that we use in the second approach fainter targets, for which the centroid measurements may be less precise. This shows in any case how difficult it is to get precise *absolute* PAs and further inforces the relevance of our present approach, which allows us to get rid of these uncertainties.

2.2. Data reduction

As a first step, the data were reduced with different procedures, which we name cADI, cADI-disk, sADI, rADI, and LOCI. All ADI reduction procedures indeed induce biases that may have different impacts on the disk or the final planet positions; they are then important to know in the present context, to identify the best methods and derive the associated error bars.

The cADI, sADI, and LOCI procedures were previously described in Lagrange et al. (2010). They differ basically in the way in which they estimate the star halo (that we refer to as “PSF” hereafter) that has to be subtracted from the data to allow planet detection. Briefly, in cADI, the PSF is taken as the mean or median of all individual recentered ADI saturated images³; all individual images are then subtracted from this PSF and the residuals thus obtained are derotated and combined (mean or median) to produce the final image. sADI computes “PSFs” for each individual image, using a given number of images taken before or after the considered image, with a field rotation larger than a given angle expressed in FWHM at a given separation (the angle is then constant for all separations). The residuals thus obtained are then derotated and combined to produce the final image. The rADI procedure (identical to Marois et al. 2006, ADI) is a generalization of the sADI procedure, which at each radius, and for each image, once corrected from the median of all images, selects a given number of images recorded at parallactic angles separated by a given value in FWHM (the same value in FWHM for each separation), to build a PSF to be subtracted from the considered image. In the LOCI approach, for each given image and at each given location in the image, we compute “parts” of “PSFs”, using linear combinations of all available data, with coefficients that allow us to minimize the residuals in a given portion of the image. Finally, cADI-disk is a variation of the cADI procedure that after cADI reduction, subtracts from the initial PSF a rotated image of the residuals, in order to remove as much

as possible the contribution of the disk to the so-called “PSF”. The disk-corrected PSF is then subtracted from the individual images; the individual residuals are then derotated and stacked (median or average) to get the final image. This procedure was designed mainly to check the impact of the self-subtraction with the cADI procedure.

In practice, we fixed some parameters of the sADI, rADI, and LOCI procedures:

- LOCI: $\Delta r = 2 \times FWHM$ (radial extent of the subtraction zones); $g = 1$ (radial to azimuthal width ratio), $N_A = 300 \times FWHM$ (surface of the optimization zone); separation criteria between 1.25, 1.50, and $2.00 \times FWHM$;
- rADI: separation criteria: 1., 1.25, and $1.5 \times FWHM$; number of images used to compute each “PSF” : 10. We note that the criteria that are optimal for the planet detection and the disk detection are not the same (see below);
- sADI: the separation criteria was 1.3, 1.5, and $1.8 \times FWHM$ at a separation of 12, 13, 15, and 19 pixels; the number of images used to compute each “PSF” was between 10 and 20.

2.3. Disk and planet images

The non-offsetted images reduced with the different methods are shown in Fig. 1. The disk is well-detected out to 130 (SW) and 140 (NE) AU from the star. This allows us to identify both the main and warped components. Figure 2 shows the isophotes in the case of the cADI-disk image.

The images show a circular pattern located NE of the star; this is an artefact that we attribute to the combination of pupil tracking observations, PSF saturation, and sky removal. This feature strongly affects the detection of the disk at radii shorter than $\sim 2.7''$ (~ 50 AU) at the NE, while the disk is clearly seen to the SW at radii twice as short (see Fig. 2). We then consider this part as unusable in the following. The artifact is stronger in the non-offsetted images than in the offsetted ones, owing to a comparatively less efficient background correction.

If we now compare the disk images produced by the different methods, we see that the disk appears slightly thinner when reduced with sADI, and significantly thinner with rADI than with cADI (or even more cADI-disk). The limited impact of sADI on the disk height is caused by the separation criterium ($1.5 \times FWHM$) being set at a short separation, and the corresponding angular separation is kept for all separations, hence the disk self-subtraction at large separations (≥ 50 AU) is very limited. This is in contrast to the case of rADI data, where the criterium separation is set at all separations. Disk self-subtraction can in principle be at least partly reduced by choosing larger separation criteria, but in such a case, the image would not be adapted to the planet imaging and position measurement. In the case of LOCI, the disk appears much fainter, and the inclined component is no longer detectable. This is due to a large amount of self-subtraction, in particular of the inner disk. As a result, we consider in the following only the cADI and sADI methods to ensure that the disk (and in particular its warped component) is less affected by the ADI procedures.

3. Disk orientation(s)

3.1. Main disk orientation: measurements

We describe here the different approaches that we adopted to measure the disk(s) orientation(s). An important issue is obviously the uncertainties associated with the measured values. We address this issue in detail in the next subsection.

³ To recenter the different data, we proceed by fitting (Moffat fitting) the wings of the saturated PSFs below a threshold of 6500 ADU – see below a discussion of the impact of this threshold value.

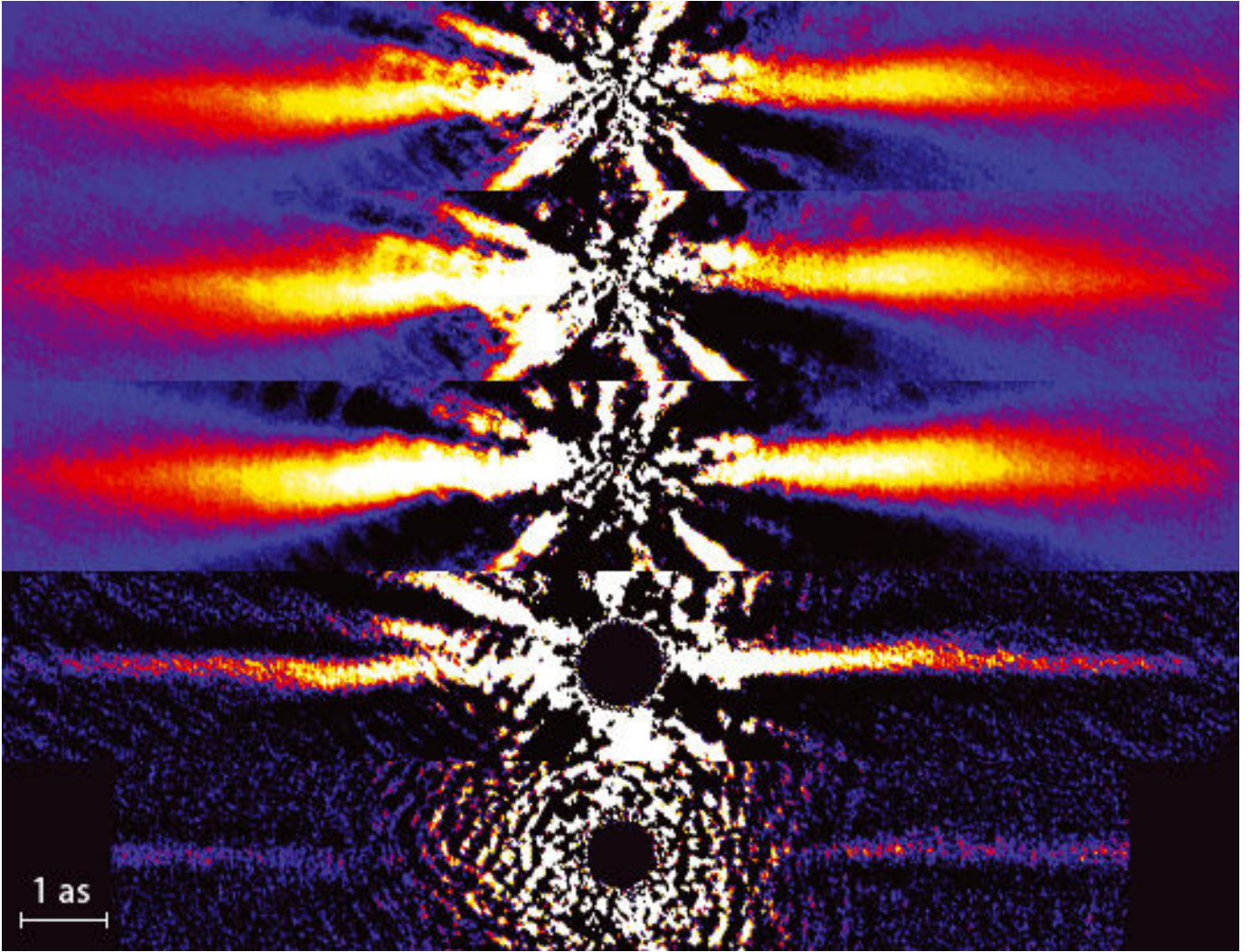


Fig. 1. β Pic disk at K_s obtained on November, 16th: K_s , S27 data, with a 27 mas/pixel sampling. Northeast side is to the left and southwest is to the right. We show the images of the same data reduced with cADI, cADI-disk, sADI, rADI and LOCI. Notes: 1) the color codes are not identical for the different images; 2) the radial thin and bright structures are due to an imperfect removal of the telescope spiders.

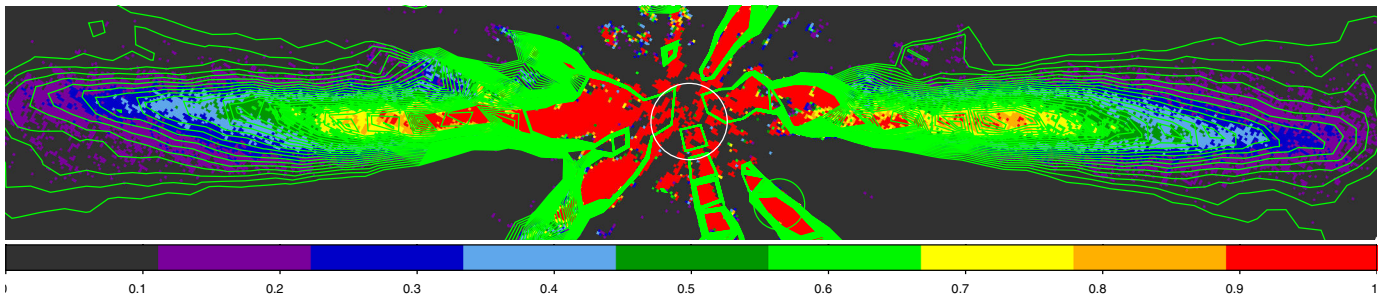


Fig. 2. Isophotes (from 0. to 1. ADU) of the image of the β Pic disk at K_s obtained on November, 16th (cADI-disk). Northeast side is to the left and southwest is to the right. β Pic b is not visible with the present brightness scale, but the white circle, with a radius of 15 pixels indicates the approximate separation of β Pic b.

3.1.1. Maximum-spine fit to the main disk

To estimate the PA of the main disk, we first computed its spine and measured its position angle at separations large enough to ensure that the considered region is dominated by the main disk and that the warp contribution is comparatively smaller. This happens longwards ≈ 80 AU in the present data. The HST data (Heap et al. 2000; Golimowski et al. 2006) show that the warped component is indeed about four times fainter than the main disk

at separations ≥ 80 AU. In our data, which have a lower signal-to-noise ratio (S/N) at large separations, such a contribution is close to the level of noise. The considered baseline region for the main disk is then between ≈ 80 and 120 AU (160–230 pixels; the outer limit being conservatively set by the quality of the data at large radii).

To define the spine, we first simply identified the brightest pixel in the disk at each radius (“spine-maximum” approach),

Table 1. *Ks* data used in this paper.

Date	UT-start/end (s)	DIT	NDIT	N exp. °	Par. range	Air mass	EC mean %	t0 mean (ms)
Nov. 15/16, 2010	06:02/06:06	0.11 (ND filter)	100	12	-23/-20	1.13	41.6	2.3
Nov. 15/16, 2010	06:07/07:25	0.15	100	230	-20.6/13.7	1.13	35.4	5.1
Nov. 15/16, 2010	07:29/07:33	0.11 (ND filter)	100	12	20.5/22.5	1.13	23.5	1.9

Notes. “Par. range” stands for the parallactic angle at the start and end of observations, “EC mean” for the average of the encircled energy, and “t0 mean” for the average of the coherence time during the observations.

Table 2. Main disk position angle (NE/SW), as measured with the various methods described in the text, for cADI, sADI, and rADI (based on averages of resp. 3, 3, and 1 reduced images).

	Spine, maximum (NE/SW)	Spine, weighted Lorentzian (NE/SW)	2 component fit (NE/SW)
cADI mean			
PA (Main) [°]	$29.33^{+0.22}_{-0.30} / 209.10^{+0.22}_{-0.38}$	$29.29^{+0.13}_{-0.30} / 209.35^{+0.14}_{-0.37}$	$29.07^{+0.20}_{-0.19} / 209.00^{+0.16}_{-0.15}$
warp incl. [°]	NA	NA	$3.9 / 3.9^{+0.6}_{-0.1}$
cADI median			
PA (Main) [°]	$29.34^{+0.26}_{-0.28} / 209.11^{+0.26}_{-0.37}$	$29.28^{+0.12}_{-0.29} / 209.35^{+0.12}_{-0.36}$	$29.08^{+0.18}_{-0.18} / 209.01^{+0.14}_{-0.14}$
warp incl. [°]	NA	NA	$4.1 / 3.9^{+0.6}_{-0.1}$
sADI mean			
PA (Main) [°]	$29.38^{+0.42}_{-0.50} / 209.22^{+0.44}_{-0.44}$	$29.27^{+0.19}_{-0.35} / 209.41^{+0.25}_{-0.47}$	$29.02^{+0.30}_{-0.28} / 209.03^{+0.26}_{-0.24}$
warp incl. [°]	NA	NA	$3.5 / 3.95^{+0.6}_{-0.1}$
sADI median			
PA (Main) [°]	$29.36^{+0.50}_{-0.42} / 209.20^{+0.50}_{-0.50}$	$29.23^{+0.17}_{-0.32} / 209.39^{+0.17}_{-0.39}$	$28.98^{+0.26}_{-0.24} / 209.02^{+0.22}_{-0.20}$
warp incl. [°]	NA	NA	$3.7 / 3.9^{+0.6}_{-0.1}$
rADI mean			
PA (Main) [°]	$29.0^{+0.50}_{-0.36} / 209.01^{+0.57}_{-0.43}$	$29.0^{+0.37}_{-0.35} / 209.04^{+0.44}_{-0.42}$	NA
warp incl. [°]	NA	NA	NA
rADI median			
PA (Main) [°]	$29.14^{+0.54}_{-0.40} / 209.04^{+0.61}_{-0.47}$	$29.26^{+0.37}_{-0.34} / 209.07^{+0.43}_{-0.41}$	NA
warp incl. [°]	NA	NA	NA

Notes. In each case, we give the measured values by various fitting methods, and uncertainties associated with these measurements (first line) values, with all biases and uncertainties included. Note that we have assumed here an uncertainty associated with the true north position of 0.07 deg.

and measured the PA of the curve obtained in the 160–230 pixels region. To measure this PA, we first took it as a free parameter and derotated the disk around a roughly estimated PA value (29° and 209° resp. for the NE and SW sides, see below) with a step of 0.01°. For each given derotation, we computed the slope of the spine curve; the adopted PA is the angle of rotation for which the slope is null (within $\pm 0.01^\circ$). The PA obtained for the NE and SW sides of the disk are given in Table 2 for the cADI data⁴, together with the associated uncertainties described in Appendix A. With the rough maximum-spine method, we found with cADI a PA of $29.33^{+0.22}_{-0.30}$ and $209.10^{+0.22}_{-0.38}$ for the NE side and SW sides respectively, assuming an uncertainty of 0.07° for the true north position. We found very similar results with the median data. We also note that the values found are close to those derived by eye from the isophotes extrema in the same region of the disk, namely 29.2° and 208.9° when considering the isophotes between 160 and 230 pixels. Table 2 also provides similar measurements derived from the sADI and rADI data, together with their associated uncertainties. The sADI data give quite similar values, which is consistent with the fact that given the parameters adopted, the sADI process is not very different from the cADI process at large separations. The rADI data lead to lower values (yet coherent with the others derived, given the error bars).

⁴ Note that the values given here are the averages of the values obtained using three different data reduction pipelines, in order to minimize the effect of the reduction procedures. In practice, the values obtained were very close to each other, and very well within the error bars.

We recall that the disk is far more affected by the rADI process than by either the cADI or the sADI ones (with the parameters adopted).

3.1.2. Lorentzian fit to the main disk

In a second approach, which had been expected to be more precise, we fitted the vertical profile of the derotated disk at each radius, with a weighted Lorentzian profile, with a weight proportional to the fourth power of the flux, to enhance the maximum of the profile. We then proceeded as in the spine-maximum approach. Again the results are given in Table 2 for the cADI, sADI and rADI data, together with associated uncertainties (see Appendix A). They appear to be quite consistent with the ones obtained with the spine-maximum approach, with yet slightly improved error bars.

3.1.3. Hybrid fit to the main disk

Previous works have fitted the observed disk by a two-component Lorentzian profile. This implicitly assumes that the observed disk can be decomposed into two distinct disks⁵. We therefore assumed that the vertical profile of the disk can be

⁵ Note that this may not be the case if the warp is indeed produced by a planet as the warped component shape would not be disk-like (see e.g. [Augereau et al. 2001](#)).

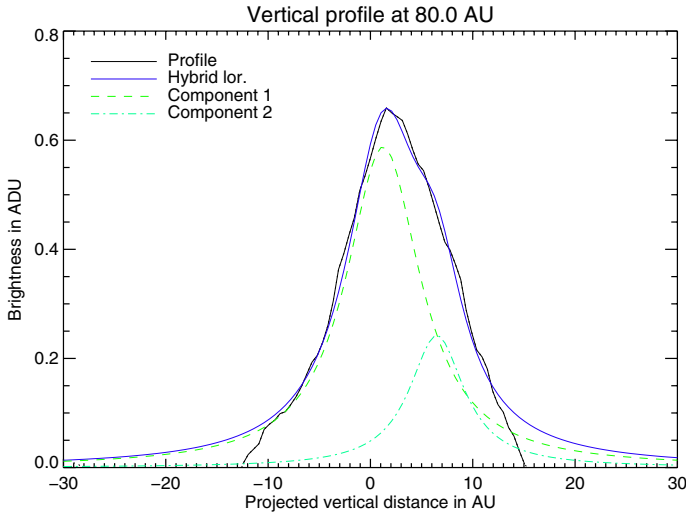


Fig. 3. Fit to the vertical profile of the disk (see text) at $r = 80$ AU (NE) by two Lorentzians.

fitted by two Lorentzian profiles as done in previous works (see e.g. Golimowski et al. 2006), corresponding to the main disk on the one side, and to another inclined disk on the other side. We measured the orientations of both components as follows: we considered different rotations of the disk with values close to the main disk PA, and in steps of 0.01° . For each rotation angle, we fitted the vertical profile by two Lorentzians; we determined the rotation angle that nulls the slope of the vertical distance to the midplane of the main disk in the considered reference region, [160–230] pixels (see above). We found for the NE (resp. SW) side a PA of $\approx 29.1^\circ$ and 209.0° for the NE and SW sides of the main disk on the cADI data (see Table 2). These values are close to the ones found previously, which confirms that the warp component only marginally effects the disk orientation at large separations. Once the PA of the main disk was known, we determined the slope of the second component, which gives the tilt of the inclined disk relative to the main disk. An example of a decomposition of the vertical profile by two Lorentzians at $r = 80$ AU is given in Fig. 3. The values are found to be very similar, but slightly lower ($\approx 0.3^\circ$) than those derived with the weighted Lorentzian and the spine-maximum methods. We attribute this discrepancy to a small contribution of the warp component in the 160–230 pixels region that impact the results obtained with these last two methods. This is in qualitative agreement with the difference found when considering the isophotes either between 160 and 230 pixels, or further away (between 200 and 240 pixels): 0.4° and 0.3° for the NE and SW sides of the disk. This is also in agreement with the values found with the weighted Lorentzian fit to the disk between 200 and 240 pixels: in such a case, the PA is smaller by 0.2° than the PA measured between 160 and 230 pixels. Finally, sADI data provide similar results, and rADI data do not allow such a fitting, due to the important self-subtraction of the warped component.

As a summary, Fig. 4 shows the warp position relative to the main disk, obtained with the different methods. The overall agreement between the three methods is clear; the impact of the warp contribution on the main disk Lorentzian or spine fit is also visible shortwards of 80 AU.

3.1.4. Simultaneous fit to the NE and SW sides

For all the approaches above, it appears that the NE and SW sides of the main disk are aligned with each other within the

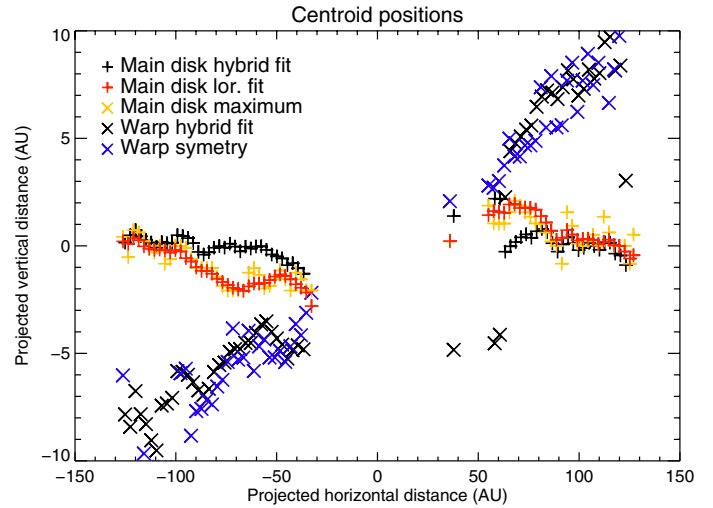


Fig. 4. Warp position as estimated with the three different approaches (cADI data). NE is to the left and SW to the right. For clarity purpose, we show here the average of five consecutive data points along the disk.

error bars. We then made a last estimate of the main disk PA by performing a linear regression considering *both sides* of the disk at the same time, hence without assuming a priori a given center for the star. For the cADI data, when averaging the Lorentzian and two-component fit results, we found a PA of 29.17° (mean or median), to be compared to 29.18° (mean) and 29.17° (median) when considering the NE side of the disk alone, and 209.17° (mean or median) when considering the SW side. The sADI measurements are within 0.04° of the cADI ones. The star center appears to be offset by less than 0.05° ($\pm 0.1^\circ$) from the disk main plane (all error bars included, true north corrected).

3.2. Main disk orientation: uncertainties and systematics

The different identified sources of uncertainties in the measurement of the disk position angle and their estimations are described in Appendix A. In brief, we identified two main classes of uncertainties. The first class is related to the data reduction and calibration, and contains in particular, uncertainties associated with (1) the imperfect determination of the star center in the heavily saturated images, (2) the way in which the “PSF” subtracted during the ADI reduction is estimated, (3) the disk self-subtraction, and (4) the true north (hereafter TN) position (which is important only for absolute measurements). The second class is related to the PA measurements themselves: the fitting of the disk, and the region considered for the PA determination. Finally, we found rather small error bars, of approximately ± 0.2 – 0.5 degree (see Table 2). We recall nevertheless that an absolute calibration of the TN would increase the error bars by an additional 0.3° .

3.3. Warped component orientation: measurements and associated uncertainties

We first fitted the vertical profile of the disk with a two-component profile as described above. However, to optimize the measurement of the warp PA, we chose regions where the warp contribution is more significant than previously: [130–160] and [130–180] pixels, i.e. $\approx [68$ – $83]$ and $[68$ – $94]$ AU. We then averaged the results (PA values averaged and uncertainties

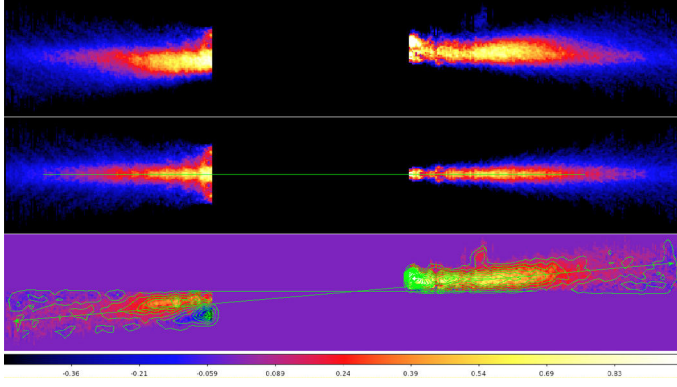


Fig. 5. An estimate of the warp. *Top*: initial image. *Middle*: estimated main disk. *Bottom*: subtraction of the first two images, to reconstruct the warp.

quadratically added) of the different reduced images for each method. The obtained values are $\approx 3.5\text{--}4^\circ$.

The measurement of the tilt between the warp and main components is free from most of the errors associated with the data reduction and calibrations and with the ADI process (assuming, realistically, that they impact similarly the main and warp components). The main sources of uncertainty in this case are related to 1) the determination of the warp itself with the two-Lorentzian profile fitting or the symmetry approach, 2) the impact of disk self-subtraction, and 3) the assumptions taken to compute the final image (mean/median). The last source of uncertainty was found to be negligible. We performed simulations of a two-component fitting using two fake disks and found that 1) the two-component fitting approach underestimates the inclination of the warp component by 0.5° and 2) that the ADI treatment also underestimates the inclination by another 0.1° . Hence, the measured inclination is probably underestimated by 0.6° . These values have been taken into account in the error bars provided in Table 2. We note that we chose to consider them as errors rather than offsets, as the present estimation probably depends on the assumptions about the disk geometries.

In a second, exploratory approach (referred to as “warp symmetry”), we tried to separate the warp contribution from the main disk one. To do so, for the NE (resp SW) side of the disk, we isolated the contribution of the disk above (resp. below) the mid-plane and symmetrize it to build an estimate of the main disk. We then subtracted this estimate of the main disk from the observed disk to get an estimate of the warp contribution. An illustration of the method is given in Fig. 5, and the results obtained are given in Fig. 4. The inclination of the warp thus reconstructed was measured in the [130–160] and [130–180] pixel regions, with the maximum-spine method or with a Lorentzian fit. The obtained values range between 3.6° and 4.6° (cADI, sADI), in agreement with the values obtained with the two-component fit. However, as we do not have a proper way of estimating the biases introduced by this method, we believe that this method should be regarded only as illustrative.

3.4. Conclusions about the disk(s) orientation(s)

3.4.1. Adopted values for the disk orientations

Taking into account the results given in Table 2, we conservatively deduce a PA of $29.3^{+0.2}_{-0.3}$ degrees for the NE side of the main disk and $209.2^{+0.2}_{-0.3}$ degrees for its SW side. We assume an uncertainty of 0.07° for the true north position. We furthermore adopt

an inclination of $3.5\text{--}4.6^\circ$ between the warp disk/component and the main disk.

3.4.2. Comparison with previous results

There are very few published data on the position angle of the disk observed in the optical or near-IR⁶. In particular, to our knowledge, no value of the main disk PA has been published for HST ACS or STIS data. Kalas & Jewitt (1995) reported a PA of 30.1° and 211.4° for, respectively, the NE and SW sides. The values vary within a 1° to 2.5° range. Noticeably, the data used to measure the PA traced only the outer part of the disk, hence they correspond to the main disk PA. More recently, we proposed a revised lower value of 29.5° for the position of the main component (Boccaletti et al. 2009). Our measurements are then compatible with the values found by Boccaletti et al. (2009) and slightly marginally compatible with those found by Kalas & Jewitt (1995). The present associated error bars are much smaller. Finally, we note that HST data (Golimowski et al. 2006) indicate that the NE and SW sides are not perfectly aligned, with a difference of about 0.9° (see also their Fig. 10). The present data analysis does not seem to support this result, but we note that given the uncertainty associated with the difference in PA of the NE and SW sides, $\approx 0.5^\circ$, one may consider that this conclusion is weak. In addition, part of the discrepancy might be due to the reference regions used by Golimowski et al. (2006) and by ourselves to make the hybrid fit being different, respectively $80\text{--}250$ AU and $\approx 80\text{--}120$ AU (see above).

The tilt between the warp component and the main disk was measured by HST, with values of $\approx 3^\circ$ (Mouillet et al. 1997) using ESO/T3.6 m AO ground-based data, and $4\text{--}5^\circ$ (Heap et al. 2000), $\approx 5^\circ$ (Golimowski et al. 2006) both using HST, higher-SN data. The tilts measured here ($\approx 4^\circ$) are then compatible with previous estimates. However, the comparison is probably not entirely meaningful as we, in contrast to Golimowski et al. (2006), constrained the center of both disks to be identical, which then affects the measured tilt. For instance, it seems, from their Fig. 9, that constraining both centers to be identical would lower the PA of the NE side, without significantly changing the PA of the SW side. Golimowski et al. (2006) also found that the SW part is less tilted ($4.7 \pm 0.3^\circ$) than the NE side ($5.9 \pm 0.6^\circ$). The present analysis does not allow us to either confirm or disprove these results. Finally, Weinberger et al. (2003) derived a PA of 33.3 ± 2 degrees from mid-IR data. In addition, Wahhaj et al. (2003) appeared to adopt the value of Kalas & Jewitt (1995) for the main disk PA, but found the 82 AU radius clump is offset from the main midplane by about two degrees. We must bear in mind that these mid-IR data correspond to thermal emission from the dust where as the near-IR data correspond to scattered light.

4. Planet position

4.1. β Pic b position: measurements

To measure the planet position, we used the same images (obtained with the same reduction procedures and parameters, and using the positive parts of the residuals) as those used to compute the disk PA. We determined the position of the planet with a centroid calculation using either a two-dimensional Gaussian

⁶ Early sub-mm ($850\ \mu\text{m}$) data found a disk PA of $32 \pm 4^\circ$ at outer distances (Holland et al. 1998), while recent 1.3 mm observations indicate a PA of about 34° , but without error bars (Wilner et al. 2011).

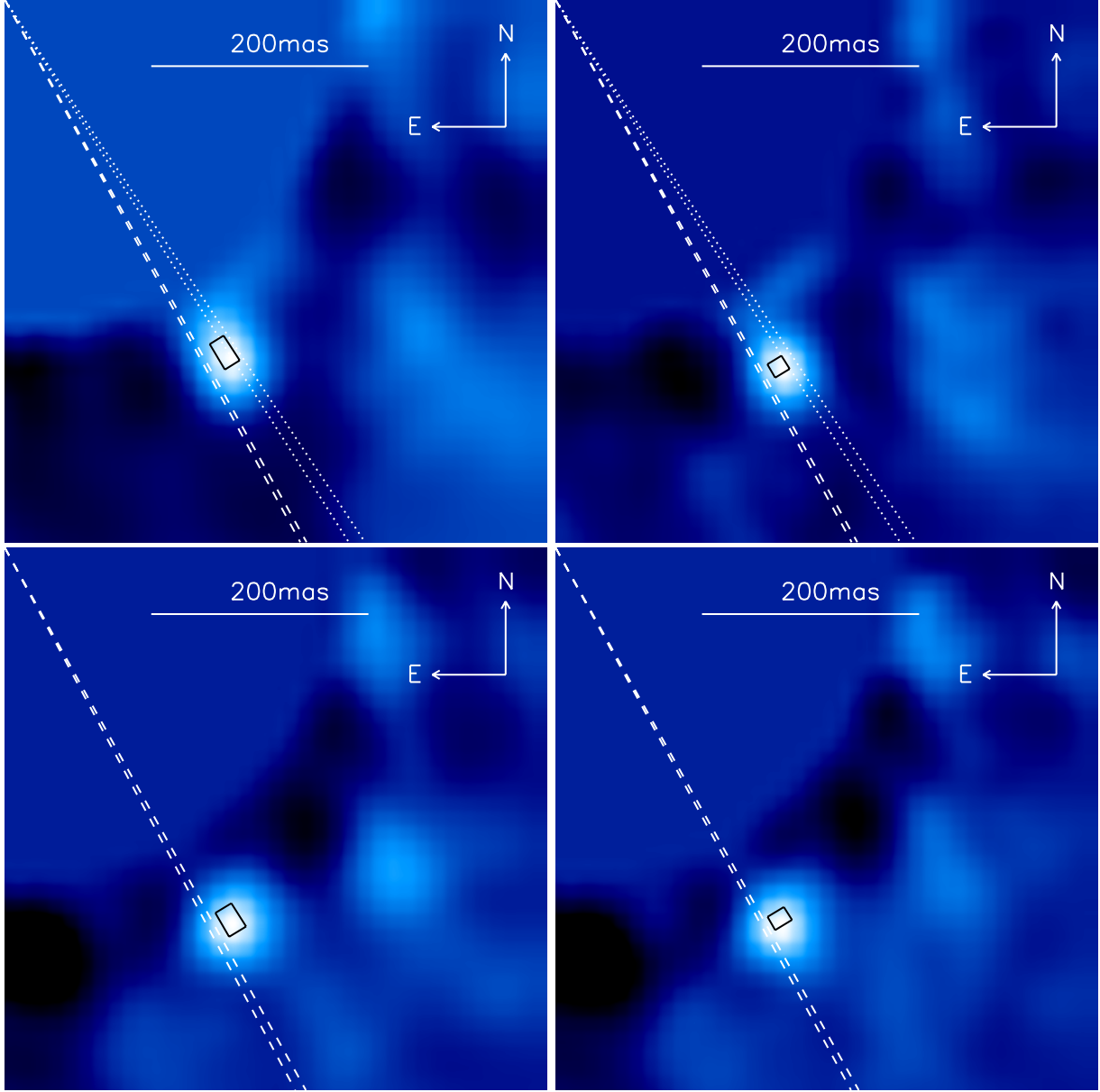


Fig. 6. Top: zoom of β Pic b position with respect to the disk main component and warp component (mean cADI image), together with associated error bars for a pessimistic case. Left: mean cADI; right: median cADI. Bottom: idem for rADI images.

Table 3. Position of bPic b on the different images.

cADI mean	(sep, PA) [pix, °]	$(14.23^{+0.58}_{-0.42}, 212.33^{+1.12}_{-1.24})$
cADI median	(sep, PA) [pix, °]	$(14.71^{+0.26}_{-0.29}, 211.45^{+1.06}_{-1.21})$
sADI mean	(sep, PA) [pix, °]	$(14.36^{+0.32}_{-0.65}, 212.27^{+1.3}_{-1.32})$
sADI median	(sep, PA) [pix, °]	$(14.4^{+0.16}_{-0.43}, 212.35^{+1.22}_{-1.25})$
rADI mean	(sep, PA) [pix, °]	$(15.05^{+0.27}_{-0.67}, 212.04^{+1.27}_{-1.27})$
rADI median	(sep, PA) [pix, °]	$(15.0^{+0.04}_{-0.48}, 211.92^{+1.32}_{-1.24})$

Notes. We have assumed here an uncertainty associated with the true north position of 0.07° .

fitting or Moffat fitting of the observed signal. The results are provided in Table 3, together with the associated uncertainties resulting from the analysis of all identified sources of errors (see Appendix B). Note that as in the case of the disk, the values given here are the average of measurements performed on

images obtained with different reduction softwares (three different measurements for the cADI data, three for the sADI data, and one for the rADI data). The planet position is found to be $(\text{sep}, \text{PA}) \approx (14.2 \text{ pix}; 212.3^\circ)$ on the cADI mean. The $(\text{sep}; \text{PA})$ values obtained with the cADI and sADI methods differ, but they remain nevertheless compatible given the error bars. The rADI measurements depend significantly on the separation criterium chosen (1.0, 1.2, 1.5, 1.75, or $2 \times FWHM$); this is because when the separation criterium is small, the planet self-subtraction is very large and the residual signal becomes comparable to the noise on the one hand, and when the separation criterium is high, several frames lack comparison frames to build the PSFs, hence the number of frames effectively used to build the final image becomes prohibitively small. The derived $(\text{sep}; \text{PA})$ are slightly lower than the cADI and sADI values, but still compatible given the error bars.

We note that the various disk PA measurements have a smaller dispersion than the measurements of the planet position; this is because the measured planet position is very sensitive to

the residuals in the final images, whereas the disk, located much further away, is unaffected by these residuals.

In a second step, we inserted negative fake planets with variable fluxes and positions (separations and PA) and processed the data to find the position and flux values that minimize the residuals at the β Pic b location. This method was described in Lagrange et al. (2010) and also used in Bonnefoy et al. (2011); it is potentially efficient in the sense that it intrinsically takes into account the planet self-absorption during the process (see Appendix B). It appeared that depending on the choice of the unsaturated PSF (either the one taken prior to or the one taken after the record of the unsaturated data) used to generate the fake planet signal, the values obtained differ by up to (0.1pix; 0.7°) in cADI and up to (0.05 pix; 1.25°) in sADI. Such high differences then preclude the use of this method in the present set of data owing to the large PSF temporal variations that took place during the recording of the saturated images.

4.2. β Pic b position: uncertainties

The uncertainties associated with the measurements are described and estimated in Appendix A. They are dominated by the uncertainty in the star position, and by the impact of the low S/N of the planet signal. They are larger than those associated with the disk PA, because a) the planet lies within the halo of speckles and b) is close to the star, so the measurements are very sensitive to the uncertainty in the star position.

5. Position of β Pic b relative to the circumstellar disk

5.1. Planet projected position with respect to the disk

The measurements given in the previous section take into account all systematics and uncertainties. The *relative* position of β Pic b with respect to the disk is unaffected by the common systematics when a given reduced image is considered (e.g. the uncertainty associated with the true north). In addition, the uncertainties depend on the images considered (for instance, cADI, sADI, mean, median, etc.). To explore the planet position relative to the disk, we considered then for each reduced image, the measured disk and planet positions and the associated uncertainties, except the uncertainty associated with the TN. An example is shown in Fig. 6 where we show, for a cADI mean image, a zoomed image of the planet projected position with respect to the main disk and warped component directions. We note that the warped component orientation is the average of the spine-weighted Lorentzian fit and the two-component fit results. The β Pic b projected position is clearly above the main disk midplane. In Fig. 7, we summarize all measured individual relative positions in the individual mean (left) and median (right) cADI images, in addition to sADI and rADI images (note that for rADI, we do not have any value of warp inclination). We see that even though some differences occur from one reduction to the other, all data agree that β Pic b projected position is above the main disk mid-plane.

5.2. Implication of the position of β Pic b relative to the disk

Our aim is now to use the information about the projected position to constrain the de-projected position of β Pic b with respect to the disk(s), taking into account the disk(s) orientations. According to Olofsson et al. (2001), the gaseous disk rotates towards us on the SW side and away from us on the NE side.

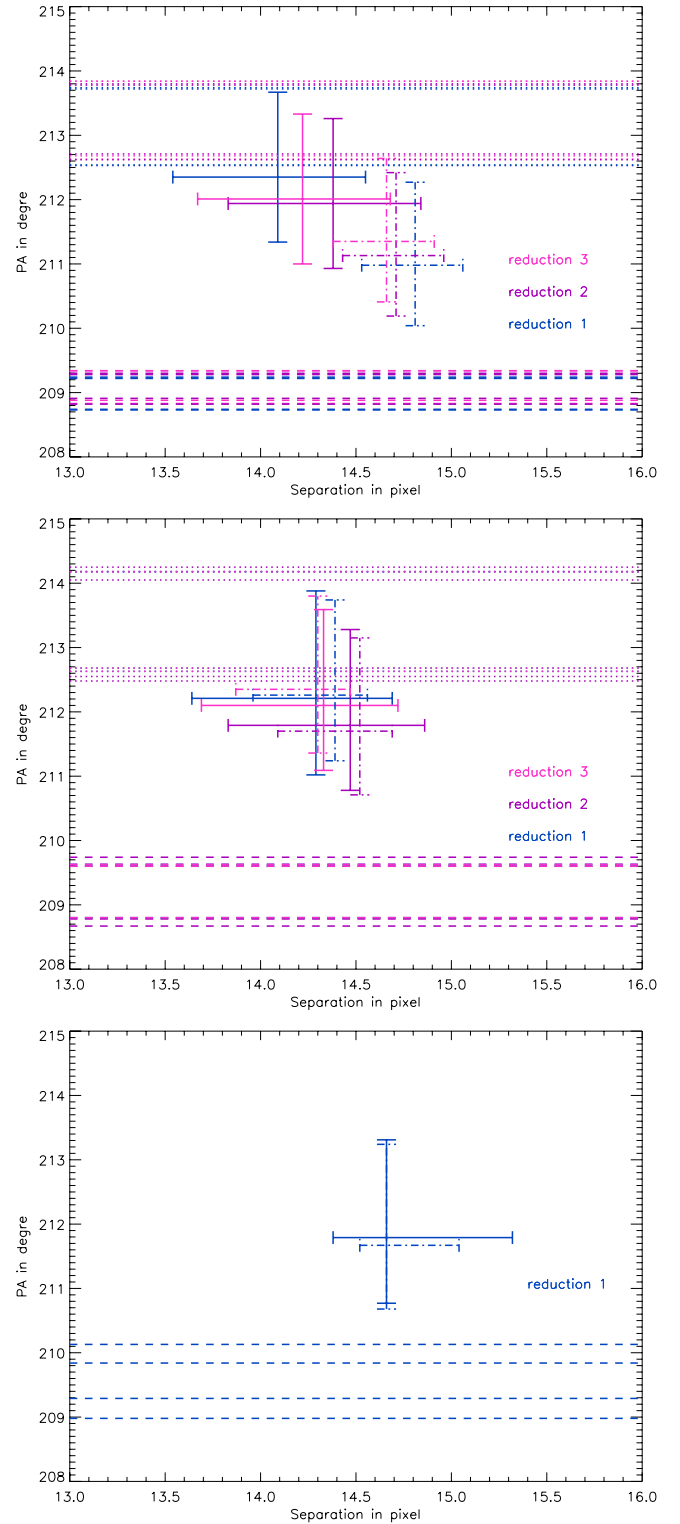


Fig. 7. *Top:* position of β Pic b together with errors bars measured on 3 different cADI images (mean of the residuals). The full lines correspond to mean cADI data, the dashed lines correspond to measurements on median cADI data. Dashed horizontal lines shows the min and max PAs of the main disk and dotted ones the min and max PAs of the warp component. Conservative error bars have been taken into account. *Middle:* idem for sADI data. *Bottom:* idem for rADI data.

We assume that this is also true for the solid component and the disk. In addition, we assume, taking into account the imaging data, that the planet orbits with a semi-major axis between 8 AU

and 12 AU from the star (the most probable value being 9 AU; Chauvin et al. 2012), and has not yet reached the quadrature, i.e. its maximum projected separation from the star. We also assume that the main disk is inclined by 2 to 5 degrees with respect to the line of sight (Kalas & Jewitt 1995; Golimowski et al. 2006), and that the nearest-to-Earth part of the disk is tilted above the main disk mid-plane (Golimowski et al. 2006). Under these conditions, if β Pic b were located within the main disk midplane, its projected position would be between 0.9 and 2.2° ($r = 8$ AU), 1.4° and 3.7° ($r = 9$ AU) and 1.9° and 4.7° ($r = 10$ AU) below the observed midplane, which is inconsistent with the present observations.

We now assume that the warp component has the same inclination with respect to line of sight. In such a case, if the planet were located within the warped component, its projected position would be a few degrees below its midplane, hence between four (for a tilt of two degrees between the warp component and the main disk) and one degree (for a five degree tilt) above the main disk midplane. This is compatible with the present data. Given the number of degrees of freedom for the warp characteristics (inclination with respect to the disk, with respect to line of sight, and inclination with respect to line of nodes), we consider that it is impossible to more reliably constrain the planet position. We note that the MCMC fitting of the astrometric orbit (Chauvin et al. 2012) provides ranges of 30–34 degrees for the PA of the planet orbit and 0–3 degrees with respect to the main disk midplane for its inclination. These ranges agree with our present results.

Overall, these results do not confirm the results of Currie et al. (2011) who claim that β Pic b is located within the main disk. However, as already mentioned, these results were based on the comparison of the measurements of the planet PA with published values of the disk PA (with undefined error bars). The comparison was then affected by different, and probably important systematics.

6. Summary and future prospects

Using a single Naco K_s image, we have measured the relative projected position of β Pic b with respect to the disk. Since both the disk and the planet projected PA were measured simultaneously, some possible systematics were removed, such as the absolute detector orientation, which in turn significantly reduces the uncertainties associated with these difficult measurements. We show that β Pic b projected position is located above the main disk midplane, and actually closer to the warped component. Taking into account our knowledge on the system, we conclude that β Pic b does not orbit within the main disk, and that the data available today are compatible with an orbital motion within the inclined/warped component. Consequently, β Pic b may be responsible for the inner disk inclination as described in

Mouillet et al. (1997), Augereau et al. (2001) and more recently in Dawson et al. (2011). Future similar observations will be very important in helping us to confirm this result, which has important consequences for the disk-planet dynamical interactions. We note that forthcoming high contrast imagers on 8-m class telescopes such as VLT/SPHERE or GEMINI South/GPI, will allow us to measure the planet position much more precisely, hence to refine its orbital properties, but given their relatively small FoV, they will not be well-adapted for a precise measurement of the main disk PA.

Acknowledgements. We acknowledge financial support from the French Programme National de Planétologie (PNP, INSU) and from the French National Research Agency (ANR) through the GuEPARD project grant ANR10-BLANC0504-01. This research was also supported in part by the NASA Origins of Solar Systems Program (NNX11AG57G). We thank D Golimowski, G. Schneider, and P. Delorme for fruitful discussions about the β Pic disk and/or the ADI reduction. We finally thank the referee for his/her careful reading of the paper and comments.

References

- Augereau, J.-C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., et al. 2001, *A&A*, 370, 447
 Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
 Bonnefoy, M., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2011, *A&A*, 528, L15
 Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Baudoz, P., et al. 2009, *A&A*, 495, 523
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005a, *A&A*, 438, L25
 Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005b, *A&A*, 438, L29
 Chauvin, G., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
 Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., Ferlet, R., & Gerbaldi, M. 1997, *A&A*, 320, L29
 Currie, T., Thalmann, T., Matsumura, S., et al. 2011, *ApJ*, 736, L33
 Dawson, R. I., Murray-Clay, R. A., & Fabricky, D. C. 2011, *ApJ*, 743, L17
 Golimowski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E., et al. 2006, *AJ*, 131, 3109
 Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ*, 539, 435
 Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., et al. 1998, *Nature*, 392, 788
 Kalas, P., & Jewitt, D. 1995, *AJ*, 110, 794
 Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
 Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010, *ApJ*, 719, 497
 Lagrange, A.-M., Backman, D., & Artymowicz, P. 2000, in *PPV (Univ. of Arizona Press)*, 639
 Lagrange, A. M., Desort, M., Galland, F., et al. 2009, *A&A*, 495, 335
 Lagrange, A. M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, L57
 Lagrange, A. M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, *A&A*, 542, A18
 Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, *SPIE*, 4841, 944
 Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
 Marois, C., MacIntosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
 Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
 Olofsson, G., Liseau, R., & Brandeker, A. 2001, *ApJ*, 563, 770
 Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M., et al. 2010, *ApJ*, 722, L49
 Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, *SPIE*, 4839, 140
 Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Ressler, M. E., et al. 2003, *ApJ*, 584, L27
 Weinberger, A., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2003, *ApJ*, 584, L33
 Wilner, D. J., Andrews, S. M., & Hughes, A. M. 2011, *ApJ*, 727, 42
 Zuckerman, B., Song, I., Bessel, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87

Appendix A: Main disk orientation: uncertainties and systematics

We describe here the different identified sources of uncertainties and how we estimated them. To do so, we either used our actual disk data, or, when needed to get rid of the noise limitations and isolate the impact of a given effect, simulated disk data, with shapes and brightness profiles similar to that of β Pic disk⁷. We quantified the impact of the various effects on the cADI, sADI, and rADI data (mean/median), whenever the uncertainties depended on the way in which the images were obtained.

A.1. Uncertainties and systematics related to data reduction and calibration

We first considered the uncertainty associated with the imperfect knowledge of the star center in the saturated images. This is caused by the NaCo PSFs not being perfectly axisymmetrical and the position of the star center in the saturated images cannot therefore be straightforwardly retrieved from the center of the PSF wings. Ideally (for a perfectly stable PSF), the offset between the true center and the one estimated from the PSF wings should be treated as an offset (bias). However, owing to the observed variations between the unsaturated PSFs images taken prior to and after the saturated images, we conservatively assume that it is an uncertainty. This uncertainty impacts both the recentering offsets that have to be applied to each saturated frame; hence the center of derotation of the PT images (which is also the center of reference for the PA measurement) and finally the measurement of the PA. To estimate the impact on the measured PA, we used a bright fake disk. We first estimated the error associated with the star center position. To do so, we computed the star center (Moffat fitting) in the unsaturated PSFs recorded just prior and after the set of saturated images, once scaled (through the DITs and neutral density filter) to the same flux levels as the saturated PSFs, using either the whole flux range of the PSF, or using only its wings up to varying levels up to 14 000 ADU (which is the level of saturation with the given observing mode). It appears that for levels between 5000 ADU and 8000 ADU (which frame the 6500 ADU threshold used for our saturated PSF fitting), the centers offsets are in the range $[-0.026; 0.26]$ pixel on the x -axis, and $[-0.011; 0.18]$ on the y -axis. To estimate the impact of this uncertainty in the star center on the final PA measurements, we used simulated bright fake disks that we added to the actual datacubes (hence in PT mode), and processed these data assuming that the actual star center is shifted by values of between -0.26 and $+0.026$ pixel on the detector x axis and between -0.18 and 0.011 pixel on the y axis; we then measured the

⁷ We assumed a radial profile density that follows a power-law distribution given by $\propto r^{-4.5}$ further than 102 AU, $\propto r^{-2}$ in the 30–102 AU region, and $\propto r^2$ within 30 AU. The vertical structure of the disk is given by

$$I_{\text{vertical}}(r, z) = e^{-\left(\frac{|z|}{\xi}\right)^\gamma},$$

where the height scale $\xi = \xi_0 \left(\frac{r}{r_m}\right)^\beta$ is 2 AU at 102 AU, and the disk flare coefficient is $\beta = 1.5$. The disk brightness was normalized to $K = 11.5$ at 100 AU, corresponding to a disk ten times brighter than the actual β Pic disk, to avoid any error due to the limited S/N of the real data, and reliably identify the bias caused by the procedure only. Finally, the disk was slightly inclined ($i = 87.7^\circ$), but this inclination has no consequence on the results. The simulated disk was added to the actual data, at a PA similar to the measured main disk PA, but significantly brighter.

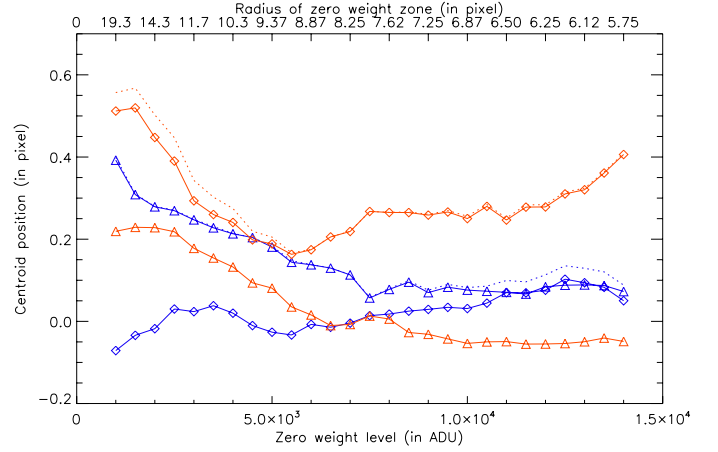


Fig. A.1. Measured star center on the x -axis (diamonds) and y -axis (triangles) on the detector when considering the whole unsaturated PSFs taken before (red) and after (blue) the saturated images and when considering various radius as thresholds (see text).

resulting disk PA as described above. We found that the impact on the PA is rather small, less than -0.05° and 0.03° .

We then considered the uncertainty associated with the way in which we estimate the “PSF” is subtracted (either the mean or median of the saturated images). This uncertainty was measured on the real data. No detectable impact on the PA measurement was found, which is coherent with the fact that the measurements are performed at large separations.

We proceeded to study the uncertainty associated with the self-subtraction of the disk in the ADI procedure. This error can be estimated using bright fake disks; it was found to be smaller than 0.01° in cADI and sADI, and larger (0.04°) in rADI (1.2 and $1.5 \times FWHM$), but the latter value strongly depends on the rADI parameters and on the considered region.

Finally, we considered the uncertainty associated with the determination of the true north (absolute calibration) on the detector. This error was estimated to be 0.07° when considering five stars in the field of view. As mentioned before, using all stars led to a larger dispersion, 0.3° . In Table 2, the error considered was 0.07° , which has to be kept in mind.

A.2. Uncertainties and systematics related to the PA measurements

We examined first the uncertainty associated with the fitting of the main disk. For the disk PA, we first estimated the noise level (as a function of star distance) in a disk free, 10° angular region. For the maximum method, for each vertical profile, we defined the error in pixel of the brightest pixel as the largest vertical distance between pixels having a flux greater than the maximum flux – the noise rms level. For the Lorentzian fit, the use of weights prevented us from performing a linear fit to the data associated with errors. We then conservatively considered a ± 0.5 pixel error in the center measurement. Finally, for the two-component fit, we took the following approach: for each pixel of a given vertical profile, we associated an error in ADU with the noise rms level at the appropriate distance to the star. In a second step, we derived the error in pixels associated with the position of the center of the main used to compute the slopes (hence the disk(s) PA) and associated errors. The estimates were of course made on the real data. Typically, the errors were found to be less than 0.08° .

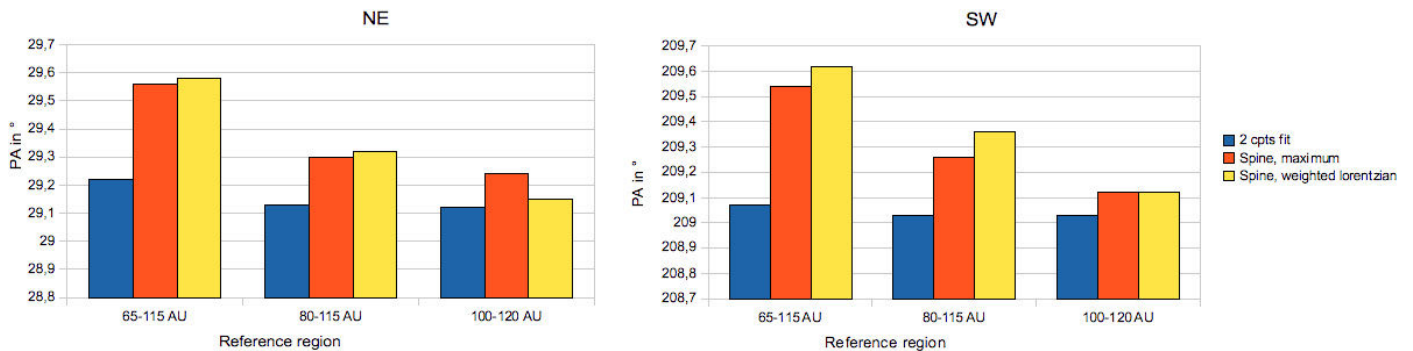


Fig. A.2. Impact of the considered regions for the estimation of the main disk PA (cADI images, see text). Three regions are considered: [130; 230] pixels [65–115] AU, [160; 230] pixels [80–115] AU, [200; 240] pixels [100–120] AU. Blue: two-component fit. Red = spine, maximum. Yellow: weighted Lorentzian.

Systematics associated with the region considered for the PA determination: we performed several measurements of the disk PA with reference regions variable in size and positions (within realistic values). For the cADI data (real data), we considered two other reference regions, one from the range 130–230 pixels, and one from 200–240 pixels, in addition to the former one of from 160 to 230 pixels. With the 130–230 pixel region, we found a somewhat higher value for the PA than with the reference region, when assuming a single component disk and a similar value when considering a two-Lorentzian fit (Fig. A.2). This is because this region is more contaminated by the warped contribution than the [160–230] pixel range. When using the 200–240 pixel region, we again found a similar value with the two-Lorentzian model, and values slightly lower (0.05°) when considering a single component. The values adopted to build up the error budget are those derived from the comparison of the [160–230] pixel and [200–240] pixel regions only.

Appendix B: β Pic b position: associated uncertainties

B.1. Uncertainties related to the data reduction and calibration

To estimate the uncertainties/systematics, we proceeded as for the disk (see above), using bright fake planets positioned at the β Pic b location instead of bright simulated disks, or using the data themselves. The fake planets were created using the unsaturated PSFs⁸ properly scaled in flux.

To determine the uncertainty associated with the imperfect knowledge of the star center in the saturated images (see above for a detailed description), we used bright fake planets injected at the β Pic b position to measure this uncertainty, and assumed the same star center offsets as for the disk. The impact on the planet position was found to be quite significant, up to 0.3 pixels for the separation, and 0.6° for the PA. This contrasts with the low impact on the disk PA and is explained by the fact that the planet is much closer to the star than the disk.

We considered the uncertainty associated with the recentering of the individual saturated images with respect to each other within a cube. This occurred in only one reduction where the

data were intentionally not recentered within each cube, but were directly collapsed. We found an error of 0.1° (resp. 0.3°) for the measured PA for cADI (resp. sADI).

Another uncertainty is associated with the estimation of the “PSF” to be subtracted (either mean or median of the saturated images). When bright fake planets are considered, the impact is found to be very small (smaller than 0.01 pix for the separation and 0.08° for the PA) for all data.

Next, we studied the uncertainty associated with the self-subtraction of the planet in the ADI procedure. We found that the impact on a bright fake planet is quite limited for the cADI data; less than 0.1° for the PA. The effect on fainter fake planets would be larger as the signal would be closer to the noise. We therefore consider this uncertainty below.

The uncertainty associated with the residual noise is the most difficult to measure. Ideally it should be measured at the location of the planet. We could not find a way to do so because of the presence of the planet. We therefore considered several fake planets, with a flux and a separation identical to those of β Pic b, at different PA. We then measured the dispersion in the errors between the position of the injected planets and the actually measured locations after reduction. This leads to quite large uncertainties, of up to (0.3 pix; 0.5°) in cADI and (0.3 pix; 0.7°) in sADI. These values are probably conservative as we consider different directions, and in particular regions that are not free of spider signatures, which induce higher levels of noise.

We finally considered the uncertainty associated with the determination of the true north (absolute calibration) on the detector. The conclusions are the same as for the disk. We note that we considered here an 0.07° uncertainty.

B.2. Uncertainties related to the PA measurement

We also investigated the uncertainty associated with the fitting of β Pic b. We first checked that using either Gaussian or Moffat fitting does not induce significant differences. For Moffat fitting, we made several measurements using apertures of different sizes (from 5 to 7 pixels in diameters), and we positioned the center of the aperture at variable positions, within 1 pixel of the β Pic b estimated center. We found differences of up to (0.1 pix; 0.2°).

⁸ We checked that taking either the PSF taken prior to the saturated images or the average of the PSFs taken prior and after the saturated images did not change the results, which is the case because our fake planets are bright.

La recherche de compagnons à courte séparation autour de β Pictoris avec le coronographe AGPM

Je présente ci-dessous la lettre qui a fait suite à la vérification scientifique du coronographe AGPM après son installation sur NaCo. Ayant participé aux observations en janvier 2013 depuis la salle de contrôle de Santiago d'où le télescope était commandé à distance, j'ai pu m'impliquer dans l'analyse des données. Ma contribution a porté sur la réduction des données en parallèle d'Olivier Absil et Dimitri Mawet, de façon à valider indépendamment la détection, ainsi que l'analyse de l'astrométrie et la photométrie du compagnon. J'ai en particulier développé une technique pour obtenir l'incertitude sur ces deux observables, basée sur l'estimateur statistique du χ^2 . J'ai par la suite réutilisé ce jeu de données à diverses occasions : dans le cas de l'analyse de corrélation des images, de l'analyse de sensibilité de l'analyse en composantes principales aux paramètres K_{klip} et à la région de travail, ou bien de l'étude des techniques de recentrage d'une image coronographique.

L E

Searching for companions down to 2 AU from β Pictoris using the L' -band AGPM coronagraph on VLT/NACO

O. Absil¹, J. Milli^{2,3}, D. Mawet², A.-M. Lagrange³, J. Girard², G. Chauvin³,
A. Boccaletti⁴, C. Delacroix¹, and J. Surdej¹

¹ Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie, Université de Liège, Allée du Six Août 17, 4000 Liège, Belgium
e-mail: absil@astro.ulg.ac.be

² European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile

³ UJF-Grenoble 1/CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, 38041 Grenoble, France

⁴ LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris-Diderot, 5 Pl. J. Janssen, 92195 Meudon, France

Received 25 September 2013 / Accepted 6 November 2013

ABSTRACT

Context. The orbit of the giant planet discovered around β Pic is slightly inclined with respect to the outer parts of the debris disc, which creates a warp in the inner debris disc. This inclination might be explained by gravitational interactions with other planets.

Aims. We aim to search for additional giant planets located at smaller angular separations from the star.

Methods. We used the new L' -band AGPM coronagraph on VLT/NACO, which provides an exquisite inner working angle. A long observing sequence was obtained on β Pic in pupil-tracking mode. To derive sensitivity limits, the collected images were processed using a principal-component analysis technique specifically tailored to angular differential imaging.

Results. No additional planet is detected down to an angular separation of $0''.2$ with a sensitivity better than $5 M_{\text{Jup}}$. Meaningful upper limits ($<10 M_{\text{Jup}}$) are derived down to an angular separation of $0''.1$, which corresponds to 2 AU at the distance of β Pic.

Key words. planetary systems – stars: individual: β Pictoris – techniques: high angular resolution

1. Introduction

Historically, the first planetary system to be resolved around a main-sequence star was the debris disc imaged by Smith & Terrile (1984) around β Pic, a bright ($V = 3.5$) and nearby ($d = 19.3$ pc) A5V star. Since then, tremendous instrumental development has allowed the β Pic planetary system to be studied with constantly improving angular resolution and dynamic range. This effort culminated with the discovery of a giant planet orbiting at about 8–9 AU from its host star (Lagrange et al. 2010). This planet is now widely recognised to be responsible for the warp detected in the inner debris disc up to about 85 AU from the star, as first proposed by Mouillet et al. (1997). The origin of the dynamical excitation in the system, however, remains unclear. No other massive companion seems to be present at larger orbital distance, with upper limits of a few Jupiter masses (Boccaletti et al. 2009). Additional planetary-mass objects were also searched for closer to the star using various observing techniques. So far, coronagraphic observations provided upper limits significantly higher than $10 M_{\text{Jup}}$ in the $0''.2$ to $0''.3$ region (Boccaletti et al. 2009; Quanz et al. 2010), while interferometric observations ruled out the presence of objects with masses larger than about $50 M_{\text{Jup}}$ within $0''.1$ (Absil et al. 2010). Complementary information was also obtained with radial velocity measurements of the host star, providing detection limits for orbital periods up to 1000 days, that is, a maximum angular separation of about $0''.12$, with values in the planetary mass range for periods of up to 500 days (Lagrange et al. 2012).

In this Letter, we aim to improve upon these previous studies and provide the best detection limits achieved so far at angular

separations ranging from $0''.1$ to $0''.4$, using the new L' -band Annular Groove Phase Mask (AGPM, Mawet et al. 2005) vector vortex coronagraph on VLT/NACO (Mawet et al. 2013). The AGPM provides a compelling combination of an exquisite inner working angle (IWA), down to the diffraction limit of the telescope ($\sim 0''.1$ at L' band), with an operating wavelength that is often regarded as a sweet spot for exoplanet imaging.

2. Observations and data reduction

On 31 January 2013, β Pic was observed for about 3.5 h at L' band within the science verification observing run of NACO's new AGPM coronagraphic mode. The observations were obtained under fair seeing ($FWHM \sim 1''.0$), but the turbulence was fast ($\tau_0 \approx 2$ ms), resulting in frequent openings of the AO loop despite the use of the infrared wave-front sensor. The Strehl ratio at L' band typically ranged between 70% and 75% during the observations. Despite the mediocre observing conditions, β Pic b could be directly identified on the NACO real time display, thanks to the peak starlight extinction of about 50:1 provided by the AGPM (see Fig. 1, left). Individual observing blocks (OBs) consisted of 200 successive frames of 0.2 s each, with the detector windowed to a 768×768 pixels region. Sequences of 10 or 20 OBs were obtained, each of them followed by three OBs of 50 frames on a nearby sky region and by re-centring the star under the AGPM mask to achieve maximal extinction. A total of 190 OBs were obtained on β Pic, resulting in an on-source integration time of 114 min, out of an overall observing time of 204 min. Observations were taken in pupil-tracking mode, with a parallactic angle ranging from -15°

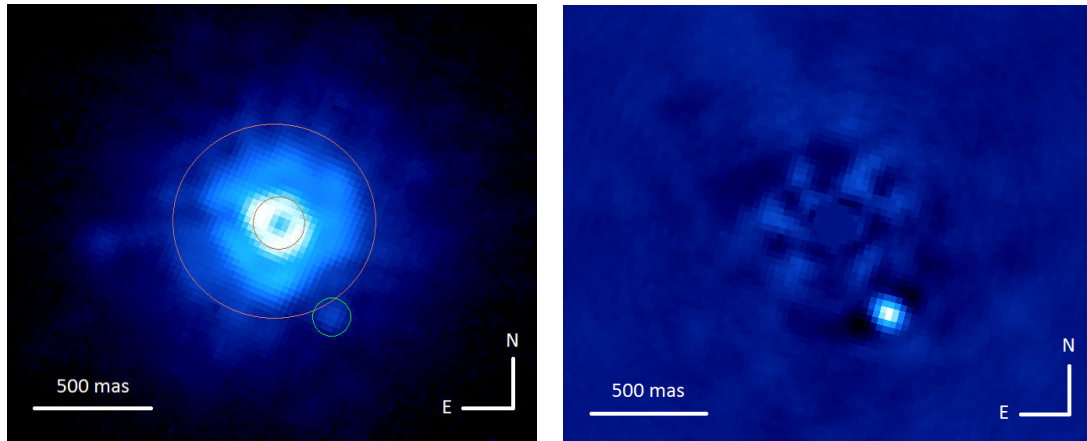


Fig. 1. *Left:* illustration of an individual image of the cleaned cube (log scale), showing that the companion can be readily identified without further image processing (cf. green circle). The region used for frame selection is located between the two brown circles. *Right:* final reduced image obtained as the median of the de-rotated sPCA-processed cleaned cube (linear scale). North is up and east to the left in both images.

to 68° . The undersized Lyot stop APO165 was used as in Mawet et al. (2013). Before and after the coronagraphic observations, we measured the non-coronagraphic point spread function (PSF) through the AGPM and the Lyot stop by placing the star away from the vortex centre. These observations also serve as photometric reference in our data analysis, where we take the airmass variation into account to properly normalise individual frames.

After applying basic cosmetic treatment to individual frames (flat-fielding, bad pixel/cosmic-ray removal), we started the data processing by performing frame selection to remove the frames affected by strong AO loop openings. We found that a convenient selection criterion is the standard deviation of the pixel intensity in the $1-4\lambda/D$ region ($0'.1-0'.4$), which is most affected by residual starlight but does not contain the signal of β Pic b (located beyond $0'.4$ during our observations). To enhance the contribution of additional residual starlight in bad frames with respect to good ones, we performed a principal component analysis (PCA) of the whole image cube, and subtracted from each individual image its projection onto the first principal component (PC) before computing the standard deviation of the pixel intensity. A histogram of all measured standard deviations was built, and the threshold for frame selection was set at a 1σ level above the median. The fraction of frames rejected by this selection process was about 15%. We found this image-processing step to be critical in reaching the best possible image quality.

The second image-processing step consisted of accurately recentering the frames. We performed a (negative) Gaussian fit to the PSF centre, which resembles a dark hole surrounded by a bright doughnut (see Fig. 1, left). This shape is mainly due to the combination of residual tip-tilt with the off-axis transmission profile of the AGPM. By recentering each image using the fitted Gaussian, we made sure that the centre of AGPM is placed at the exact same position in all individual frames, with a typical accuracy of 0.005 pixel (i.e., about 0.1 mas). We emphasize that this centring accuracy pertains to the position of the AGPM, not of the star itself. We then subtracted from each frame the estimated contribution of the sky based on the median of neighbouring sky observations. A new image cube was then created by averaging 40 successive frames (i.e., 8 s of effective integration time), resulting in 612 individual images in the cleaned, recentered cube.

Finally, we used our implementation of the KLIP algorithm (Soummer et al. 2012) to produce a final image of the β Pic system based on the cleaned cube, taking advantage of angular differential imaging (ADI). In the KLIP algorithm, the whole

ADI image sequence is used as a PSF library, to which a PCA treatment is applied. In the presence of an off-axis companion, the PC computed on the ADI cube are expected to contain (part of) the companion signal. To prevent the planet from being partly removed from the individual images when subtracting its projection onto the first K_{klip} PC, we decided to implement a “smart” version of the PCA (or sPCA), where the image library is built only from images where the off-axis companion has rotated by $1\lambda/D$ or more with respect to the image under consideration. In this way, the PC will not contain any (or only a very small amount of) signal from the companion at its current position. At the angular separation of β Pic b ($\sim 0'.45$), this translates into rejecting from the PSF library all images that have parallactic angles within about 15° from the image under consideration. We performed the sPCA in a region of about $3''$ in radius around the star, after masking out the region located within the IWA of the AGPM ($\sim \lambda/D$, Delacroix et al. 2013). The final image, obtained as the median of the de-rotated cube after sPCA processing, is shown in Fig. 1. The number of PCs kept in this analysis is $K_{\text{klip}} = 30$ (out of 612), which is a good compromise to prominently reveal the planetary companion. The black spots on either sides of the planet are artefacts related to the rotation of the planet around the optical axis in the image sequence taken in pupil-tracking mode.

3. Analysis of β Pic b

3.1. Photometry

Even when using sPCA, part of the planetary signal is self-subtracted during the stellar halo removal process. To retrieve the photometric information without bias, we used the negative fake companion technique (Lagrange et al. 2010; Bonnefoy et al. 2011). The method proceeds as follows: (i) estimate the (biased) position and flux of the companion from the first reduced image; (ii) use the measured off-axis PSF as a template to remove this first estimate from the cleaned data cube before applying PCA; and (iii) iterate on the position (x, y) and flux until a well-chosen figure of merit – here, the weighted sum of the squared pixel intensity in a pie chart aperture centred on the first estimate of the companion position, $2.44\lambda/D$ in radius and $6 \times 1.22\lambda/D$ in azimuth – is minimized. The minimization was performed with the simplex-amoeba optimization. An exploration of the figure of merit (equivalent to a χ^2) around the best-fit position is used to

Table 1. Measured properties of the β Pic system.

Parameter	β Pic A	β Pic b
d (pc)	19.44 ± 0.05	–
L' (mag)	3.454 ± 0.003	11.46 ± 0.16
$M_{L'}$ (mag)	2.011 ± 0.006	10.02 ± 0.16
Separation (mas)	–	452 ± 10
PA (deg)	–	211.2 ± 1.3

evaluate the statistical error bar on the photometry of the planet (0.15 mag at 1σ assuming Gaussian noise). Adding the contribution of photometric variations (0.05 mag for a photometric night) to the error bar, and correcting the companion photometry for the off-axis transmission profile of the AGPM (Delacroix et al. 2013), we obtain a final contrast $\Delta L' = 8.01 \pm 0.16$ mag between the planet and the star. This result agrees within error bars with the contrast (7.8 ± 0.3 mag) found by Lagrange et al. (2010) in the same photometric band. The final photometry of β Pic b is given in Table 1. With an absolute magnitude $M_{L'} = 10.02 \pm 0.16$, and assuming an age of 12^{+8}_{-4} Myr for the system as in Bonnefoy et al. (2013), the estimated mass of β Pic b amounts to $8.0^{+3.2}_{-2.1} M_{\text{Jup}}$, based on the BT-Settl models of Allard et al. (2011). The recent revision of the age (21 ± 4 Myr, Binks & Jeffries 2013) would lead to a mass of $10.6^{+1.2}_{-1.8} M_{\text{Jup}}$.

3.2. Astrometry

The astrometry of the companion was evaluated using the negative fake companion technique, following the same procedure as for the photometry. The main limitation in the astrometric accuracy in high-contrast imaging generally comes from the imperfect knowledge of the star position in the images (either because it is masked by a coronagraph, or because the star is saturated in the images). In our case, the recentring procedure allowed us to make sure that the AGPM position is the same in all images with an accuracy of about 0.1 mas. This does not mean that the position of the star in the image is known with such an accuracy, however, as it is generally not perfectly centred on the AGPM. We can evaluate the misalignment between the star and the AGPM centre thanks to the instantaneous starlight rejection rate. Assuming that the residual starlight is entirely due to misalignment, we derive a mean upper limit of about 8.5 mas on the error on the position of the star with respect to the AGPM centre. This error is folded into our astrometric error budget. Although this error bar is not drastically improved with respect to saturated L' -band data sets (Chauvin et al. 2012), the more robust knowledge of the stellar position is still a clear advantage of the AGPM observing mode.

The other contributors to the astrometric errors are the statistical error on the companion position and the calibration errors. The statistical error bar is estimated by exploring the figure of merit around the best-fit solution obtained with the negative fake companion technique, yielding a 1σ error of 4.5 mas. The calibration errors, related to the platescale, true north orientation and uncertainty on the NACO rotator offset, are computed as in Chauvin et al. (2012), using an estimate platescale of 27.10 ± 0.04 mas, a true north of $-0^\circ.45 \pm 0^\circ.09$, and a rotator offset of $104^\circ.84 \pm 0^\circ.01$. They are negligible in the final error budget. The final astrometry with error bars is given in Table 1. A comparison with the orbital position predictions of Chauvin et al. (2012) suggests that the planet is now starting to recess.

4. Search for additional, inner companions

In this section, we exploit the exquisite IWA of the AGPM to provide new constraints on the presence of planetary companions down to an angular distance of $1\lambda/D$ ($0''.1$) at L' band. At the distance of β Pic, this represents a linear separation of about 2 AU. To derive unbiased contrast curves, we removed the contribution of β Pic b from all individual images in the cube, using the best-fit photometry and astrometry found in the previous section and the off-axis PSF obtained during our observations. The noise level can then be computed as the standard deviation of the pixel intensity in concentric annuli, or equivalently as the azimuthal median of the noise computed locally in small square boxes, even at the location of the (removed) planet. However, the final contrast curve cannot be trusted within a circular region about $1.22\lambda/D$ ($0''.13$) in radius around the position of β Pic b, because the presence of an additional companion within this zone would result in a partial PSF overlap and in an improper subtraction of β Pic b from the image cube.

We implemented an annulus-wise version of the sPCA method, where the exclusion criterion on the parallactic angles to be included in the PSF library is computed separately in thin annuli $2\lambda/D$ in width. To assess the amount of self-subtraction of potential companions at any given angular separation from the star, we introduced fake companions in our cube, separated by a few λ/D from each other and placed on three radial branches separated by 120° in azimuth. The fake companions were injected at 20σ above the noise computed after a first pass of the sPCA algorithm on the cube without fake companions. By measuring the photometry of the fake companions in the final reduced image after a second pass of the sPCA algorithm and comparing it to their input flux, we inferred the attenuation of the sPCA algorithm in ADI mode. As expected, the self-subtraction strongly depends on the width of the exclusion zone in terms of parallactic angle, but the final contrast curve is only weakly affected by this parameter. Taking self-subtraction into account, small exclusion zones provide slightly better detection limits at very small angular separations, because the frames that are more correlated (i.e., closer in time) to the current frame are then kept in the library. An exclusion zone of only $0.1\lambda/D$ is used in the following. With this criterion, and taking $K_{\text{clip}} = 20$ in each ring, the companion self-subtraction is significant in the innermost parts of the search region, with only about 40% (resp. 20%) of the signal making it through at $0''.5$ (resp. $0''.25$).

The final contrast curves, computed as five times the standard deviation of the pixel intensities in λ/D -wide annuli after applying a median filter on a λ/D -wide moving box, are displayed in Fig. 2 before and after taking into account companion self-subtraction. Owing to the small number of independent resolution elements in λ/D -wide annuli at short angular separations, the confidence level ($1-3 \times 10^{-7}$) associated to a 5σ detection limit for pure Gaussian noise is not preserved, as discussed in Mawet et al. (in prep). Reducing the confidence level (i.e., increasing the false alarm probability) at small angles is, however, not a severe limitation to the validity of the detection limits, not only because no candidate companion is found in our case, but also because one can readily distinguish false positives (bright speckles) from true companions at a few λ/D with follow-up observations (background point-like sources being very unlikely in such a small search region).

The detection limits presented in Fig. 2 are based on the debatable assumption of Gaussian noise. To address this point, which was shown by Marois et al. (2008) to be a potential source of bias on the sensitivity limits, we constructed the histogram of

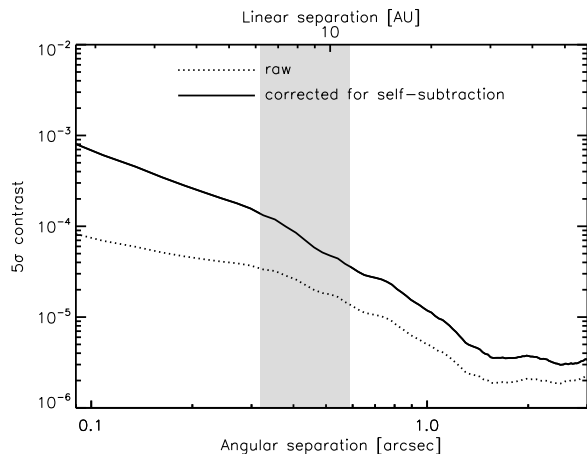


Fig. 2. 5σ detectability limits in terms of contrast for point-like companions around β Pic (solid line). The dotted line shows the contrast curve that would be derived if self-subtraction encountered in the ADI-PCA data processing was not taken into account. The grey-shaded region recalls that the detection limits are not valid in a small region of $\sim 0''.13$ in radius around β Pic b.

the pixel intensities in the final image (the median of the de-rotated individual sPCA-processed images in the cleaned cube), using annuli λ/D in width. Using the Shapiro-Wilk test (Shapiro & Wilk 1965), we verified that for most annuli within the search region, the statistics of the pixel intensity can be considered as Gaussian, with p-values typically ranging from 10% to 90%.

To convert our detection limits into sensitivity limits in terms of planetary mass, we used the BT-Settl models of Allard et al. (2011). The result is given as the solid curve in Fig. 3, where the sensitivity limits of previous high-contrast imaging studies have been plotted for comparison using the same BT-Settl models. This figure illustrates the high gain in sensitivity at short angular separation enabled by the L' -band AGPM, which allows planets more massive than $5 M_{\text{Jup}}$ to be ruled out down to about $0''.2$ from β Pic. Detection limits within the planetary-mass regime are derived down to $0''.1$, although the strong self-subtraction, the bright speckles, and the small number of independent resolution elements urge us to take the detection limit with caution in the $0''.1$ – $0''.2$ region. The sensitivity to companions located farther away than β Pic b is also excellent, down to about $1 M_{\text{Jup}}$ beyond $1''.5$. With 768 pixels in our images, the outer working angle is about $10''$.

5. Concluding remarks

We have presented the results of our search for additional planetary companions around β Pic. These results nicely complement those obtained at shorter orbital periods using radial velocity measurements (Lagrange et al. 2012). Combined, these two studies can now exclude the presence of giant planets with masses similar to that of β Pic b at most orbital distances (only in the 1–2 AU region are the detection limits still in the 10 – $20 M_{\text{Jup}}$ range). The fact that we do not detect any additional, massive companion around β Pic agrees with the conclusion that β Pic b is the sole body responsible for the warp in the inner debris disc, as proposed by Lagrange et al. (2012). It suggests that the dynamical excitation in the β Pic inner system is most probably not directly related to gravitational interactions with other massive bodies ($>5 M_{\text{Jup}}$) located in the inner system.

The excellent sensitivity limits that we obtained down to very short angular separations from β Pic illustrates the potential of

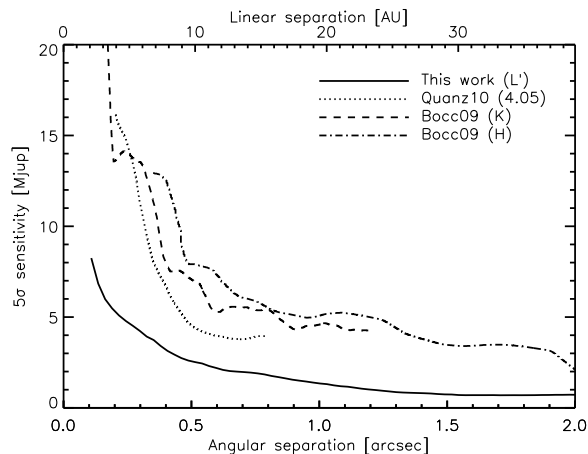


Fig. 3. Sensitivity limits in terms of mass derived from our data set (solid line), compared with the results of Boccaletti et al. (2009, dashed and dash-dotted) and Quanz et al. (2010, dotted) using the same evolutionary models (see text). This figure cannot serve as a direct comparison between the sensitivity of these NACO observing sets, as ADI was not used in the three previously published data sets.

the L' -band AGPM coronagraph recently installed on NACO, despite the mediocre seeing conditions. We expect that the NACO/AGPM sensitivity can be further improved under better adaptive optics (AO) correction, with an improved calibration of static instrumental aberrations, and with an optimal Lyot stop. The AGPM mode on NACO would be very well suited to follow-up and characterise new companions found by upcoming near-infrared imagers aided by extreme AO systems. Although our observing sequence on β Pic spans a wide range of parallactic angles (83°), we note that the sensitivity limit close to the IWA is still largely affected by the limited displacement of any candidate companion between individual images obtained in pupil tracking mode. We suggest that reference-star differential imaging, an observing strategy mostly dropped in favour of ADI during the past few years, may be the most appropriate way to unleash the full potential of phase masks such as the AGPM in terms of IWA, when operating under good and stable AO correction.

Acknowledgements. The research leading to these results has received funding from the European Research Council under the FP7 through ERC Starting Grant Agreement No. 337569, and from the Communauté française de Belgique – Actions de recherche concertées – Académie universitaire Wallonie-Europe.

References

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Lefebvre, J., et al. 2010, A&A, 520, L2
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2011, ASP Conf. Ser., 448, 91
- Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2013, MNRAS, in press
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Baudoz, P., Pantin, E., & Lagrange, A.-M. 2009, A&A, 495, 523
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, A&A, 528, L15
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, A&A, 555, A107
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, A&A, 542, A41
- Delacroix, C., Absil, O., Forsberg, P., et al. 2013, A&A, 553, A98
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, Science, 329, 57
- Lagrange, A.-M., De Bondt, K., Meunier, N., et al. 2012, A&A, 542, A18
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008, ApJ, 673, 647
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, ApJ, 633, 1191
- Mawet, D., Absil, O., Delacroix, C., et al. 2013, A&A, 552, L13
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, MNRAS, 292, 896
- Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M. A., et al. 2010, ApJ, 722, L49
- Shapiro, S. S., & Wilk, M. B. 1965, Biometrika, 52, 591
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, Science, 226, 1421
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, ApJ, 755, L28

Annexe **D**

La morphologie du disque autour de l'étoile HR4796

Publié en 2012, l'article présenté ci-dessous révèle la morphologie du disque en bande L' . J'ai été le principal acteur de la réduction des données, et ce sont les études des effets de l'ADI sur cet anneau fin qui m'ont inspiré pour la publication de l'article sur les biais de cette technique, présenté en section 2.3.2. Ces études se sont faites en pratique par la simulation et l'injection dans les données de disques artificiels. J'ai également effectué l'analyse morphologique des images du disque, en développant par exemple la technique d'ajustement d'ellipses pour déterminer le centre de l'anneau. Enfin j'ai dérivé les limites de détection aux objets ponctuels.

An insight in the surroundings of HR 4796[★]

A.-M. Lagrange¹, J. Milli¹, A. Boccaletti², S. Lacour², P. Thebault², G. Chauvin^{1,3}, D. Mouillet¹, J. C. Augereau¹,
M. Bonnefoy³, D. Ehrenreich¹, and Q. Kral²

¹ Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble, France
e-mail: anne-marie.lagrange@obs.ujf-grenoble.fr

² LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris-Diderot, 92195 Meudon, France

³ Max Planck Institut für Astronomie Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

Received 8 March 2012 / Accepted 5 July 2012

ABSTRACT

Context. HR 4796 is a young, early A-type star harboring a well structured debris disk, shaped as a ring with sharp inner edges. The inner edge might be shaped by a yet unseen planet inside the ring; the outer one is not well understood. The star forms together with the M-type star HR 4796B, a binary system, with a projected separation of ≈ 560 AU.

Aims. Our aim is to explore the surroundings of HR 4796A and B, both in terms of extended or point-like structures.

Methods. Adaptive optics images at L' -band were obtained with NaCo in Angular Differential Mode and with Sparse Aperture Masking (SAM). We analyse the data as well as the artefacts that can be produced by ADI reduction on an extended structure with a shape similar to that of HR 4796A dust ring. We determine constraints on the presence of companions using SAM and ADI on HR 4796A, and ADI on HR 4796B. We also performed dynamical simulations of a disk of planetesimals and dust produced by collisions, perturbed by a planet located close to the disk outer edge.

Results. The disk ring around HR 4796A is well resolved. We highlight the potential effects of ADI reduction of the observed disk shape and surface brightness distribution, and side-to-side asymmetries. We produce 2D maps of planet detection limits. No planet is detected around the star, with masses as low as $3.5 M_{\text{Jup}}$ at $0.5''$ (58 AU) and less than $3 M_{\text{Jup}}$ in the 0.8 – $1''$ range along the semi-major axis. We exclude massive brown dwarfs at separations as close as 60 mas (4.5 AU) from the star thanks to SAM data. The detection limits obtained allow us to exclude a possible close companion to HR 4796A as the origin of the offset of the ring center with respect to the star; they also allow to put interesting constraints on the (mass, separation) of any planet possibly responsible for the inner disk steep edge. Using detailed dynamical simulations, we show that a giant planet orbiting outside the ring could sharpen the disk outer edge and reproduce the STIS images published by Schneider et al. (2009). Finally, no planets are detected around HR 4796B with limits well below $1 M_{\text{Jup}}$ at $0.5''$ (35 AU).

Key words. planet-disk interactions – planets and satellites: detection – infrared: planetary systems – planetary systems – stars: individual: HR 4796 – stars: early-type

1. Introduction

Understanding planetary systems formation and evolution has become one of the biggest challenges of astronomy, since the imaging of a debris disk around β Pictoris in the 80's (Smith & Terrile 1984) and the discovery of the first exoplanet around the solar-like star 51 Pegasi during the 90's (Mayor & Queloz 1995). Today, about 25 debris disks have been imaged at optical, infrared, or submillimetric wavelengths¹. Debris disks trace stages of system evolution where solid bodies with sizes significantly larger than the primordial dust size (larger than meters or km sized) are present to account for through collisions, the presence of short lived dust. They are thought to be privileged places to search for planets. This is particularly true for those showing peculiar structures (e.g. rings with sharp edges) or asymmetries, spirals even though other physical effects not involving planets could also lead to the formation of similar structures. Takeuchi & Artymowicz (2001) for instance showed that relatively small amounts (typ. 1–a few Earth masses) of gas can shape the dust disk through gas-dust interactions into rings (see below). It is

remarkable however that all the stars around which relatively close (separations less than 120 AU) planets have been imaged are surrounded by debris disks: a $\leq 3 M_{\text{Jup}}$ planetary companion was detected in the outskirts of Fomalhaut's debris disk (119 AU from the star; Kalas et al. 2008), four planetary companions of 7 – $10 M_{\text{Jup}}$ were imaged at 15, 24, 38 and 68 AU (projected separations) from HR 8799 (Marois et al. 2008; Marois et al. 2010). Using VLT/NaCo L' -band saturated images, we detected a $9 \pm 3 M_{\text{Jup}}$ planet in the disk of β Pictoris (≈ 12 Myr) with an orbital radius of 8–12 AU from the star (Lagrange et al. 2010; Chauvin et al. 2012). More recent studies at K s show that β Pic b is located in the inclined part of the disk (Lagrange et al. 2012), conforing the link between disk morphology and the presence of a planet (Mouillet et al. 1997; Augereau et al. 2001). β Pic b also confirms that giant planets form in a timescale of 10 Myr or less. Interestingly, β Pic b and maybe also HR 8799e could have formed in situ via core accretion, in contrast with the other, more remote, young companions detected with high-contrast imaging. If formed in situ, the latter probably formed through gravitational instabilities within a disk, or through the fragmentation and collapse of a molecular cloud.

There are many exciting questions regarding disks and planets: could different planet formation processes be at work within

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, ESO; run 085.C-0277A.

¹ <http://astro.berkeley.edu/kalas/disksite>

Table 1. HR 4796 stellar properties. (1) Van Leeuwen (2007), (2) Stauffer et al. (1995).

Spectral type	A0V
V	5.78
$B - V$	0.009
π	3.74 ± 0.33 mas (1)
Age	8 ± 2 Myr (2)

a given disk? Disks and planets are known to exist in binary systems; (how) do massive companions impact on the dynamical evolution of inner planets and disks? In a recent study, Rodriguez & Zuckerman (2012) showed that for a binary system to have a disk, it must either be a very wide binary system with disk particles orbiting a single star or a small separation binary with a circumbinary disk. Such results can help the search for planets if one relates debris disks with planet formation. However, another question, already mentioned, is to which extent and how can debris disks indicate the presence of already formed planets?

A particularly interesting system in the present context is HR 4796A, consisting of an early-type (A0), young, close-by star (see Table 1) surrounded by dust, identified in the early 90's (Jura 1991) and resolved by Koerner et al. (1998) and Jayawardhana et al. (1998) at mid-IR from the ground, and at near-IR with NICMOS on the *Hubble* space telescope (HST) (Schneider et al. 1999) as well as from the ground, coupling coronagraphy with adaptive optics (Augereau et al. 1999). The resolved dust shapes as a narrow ring, with steep inner and outer edges. The steepness of the inner edge of the dust ring has been tentatively attributed to an unseen planet (Wyatt et al. 1999); however, none has been detected so far. The disk images + SED modeling required at least two populations of grains, one, narrow (a few tens AU) cold ring, located at ≈ 70 AU, and a second one, hotter and much closer to the star (Augereau et al. 1999), although the existence of an exozodiacal dust component is debated (Li & Lunine 2003). Wahhaj et al. (2005), argued that in addition to the dust responsible for the ring-like structure observed at optical/near IR wavelengths, a wider, low-density component should be present at similar separations to account for the thermal IR images. Recently, higher quality (SN/angular resolution) data were obtained with STIS (Schneider et al. 2009) and from the ground (Thalmann et al. 2011), the latter using performant AO system on a 8 m class telescope, as well as Angular Differential Imaging (ADI, see below). With the revised distance of HR 4796 with respect to earlier results, the ring radius is at about 79 AU, and has a width of 13 AU (STIS 0.2–1 μm data). Furthermore, these authors show a 1.2–1.6 AU physical shift of the projected center of the disk wrt the star position along the major axis and Thalmann et al. (2011) moreover measures a 0.5 AU shift along the disk minor axis. Finally, and very interestingly in the context of planetary system formation, HR 4796 has also a close-by (7.7 arcsec, i.e. about 560 AU projected separation), M-type companion (Jura et al. 1993), plus a tertiary one, located much further away (13 500 AU in projection; Kastner et al. 2008). The closest companion may have played a role in the outer truncature of the disk, even though, according to Thebault et al. (2010), it alone cannot account for the sharp outer edge of HR 4796 as observed by STIS.

ADI (Marois et al. 2006) is a technique that has proved to be very efficient in reaching very high contrast from the ground on point-like objects. It has also been used to image disks around HD 61005 (the Moth disk, Buenzli et al. 2010), HD 32297 (Boccaletti et al. 2012), and β Pic (Lagrange et al. 2012), but it

should be used with care when observing extended structures, as the morphology of these structures may be strongly impacted by this method (Milli et al. 2012).

We present here new high contrast images of HR 4796 obtained with NaCo on the VLT at L' band, both in ADI and Sparse Aperture Mode (SAM, Tuthill et al. 2010) aiming at exploring the disk around HR 4796A, and at searching for possible companions around HR 4796A as well as around HR 4796B. SAM and ADI are complementary as the first give access to regions in the 40–400 mas range from the star, and ADI further than typically 300 mas. Pedagogical examples of SAM performances and results are reported in Lacour et al. (2011).

2. Data log and reduction

2.1. Log of observations

VLT/NaCo (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) L' -band data were obtained on April, 6 and 7th, 2010, in ADI mode and with SAM. We used the L27 camera which provides a pixel scale of ≈ 27 mas/pixel. The log of observations is given in Table 2.

The precise detector plate scale as well as detector orientation were measured on an θ 1 Ori C field observed during the same run, and with HST (McCaughrean & Stauffer 1994 (with the same set of stars TCC058, 057, 054, 034 and 026). We found a platescale of 27.10 ± 0.04 mas per pixel and the North orientation offset was measured to be $-0.26 \pm 0.09^\circ$ if we do not consider a systematic in the North position, or $-0.26 \pm 0.3^\circ$ otherwise (see Lagrange et al. 2012, for a detailed discussion on the absolute uncertainty on the detector orientation).

2.1.1. ADI data

The principle of ADI imaging is given in Marois et al. 2006 (see also Lafrenière et al. 2007). Here, a typical ADI sequence consisted in getting sets of saturated images (datacubes of NDIT images) at different positions on the detector, followed and preceded by a series of un-saturated point spread function (PSF) images recorded with a neutral density filter (ND Long). These unsaturated images are used to get an estimate of the PSF shape for calibration purposes (photometry, shape), and fake planet simulation. On April 5/6, a few tests were made with different offsets patterns (star centered on either 2 or 4 positions on the detector) so as to test the impact of HR 4796B (which rotates on the detector during the ADI observations) on the final image quality². This is important as the field of view (FoV) rotation was fast. On April 6/7, the saturated images were recorded with two offsets corresponding to two opposite quadrants on the detector. Both nights, the atmospheric conditions were good on average, but variable, and the amplitude of field rotation was larger than 80° (see Table 2). The comparison between the PSFs taken prior and after the saturated images does not reveal strong variations.

2.1.2. SAM data

Sparse aperture masking is obtained on NaCo by insertion of a mask in the cold pupil wheel of the camera (Lacour et al. 2011). The mask acts as a Fizeau interferometer. It forms in the focal plane of the camera interference fringes which are used to recover the complex visibilities of the astronomical object. Of the

² As a consequence, in some offset configurations, HR 4796B was out of the detector FoV, hence the number of usefull data on HR 4796B is smaller than that available on HR 4796A.

Table 2. Log of observations.

Date	UT-start/end (s)	DIT	NDIT	N exp.	Par. range °	Air Mass range	EC mean %	t0 mean (ms)
Apr. 07, 2010	03:08/03:13	0.2 (ND Long)	150	8	−48.3 to −47.2	1.07	44.9	3.0
Apr. 07, 2010	03:14/04:56	0.2	150	160	−45.3 to 31.9	1.07 to 1.05	41.4	2.6
Apr. 07, 2010	04:57/05:06	0.2 (ND Long)	150	8	32.6 to 38.3	1.05	44.0	2.8
Apr. 06, 2010	03:07/03:12	0.2 (ND Long)	150	8	−50.5 to −48.4	1.07	25.1	6.4
Apr. 06, 2010	03:13/05:05	0.2	150	175	−47.9 to 35.1	1.07 to 1.05	37.9	4.9
Apr. 06, 2010	05:06/05:11	0.2 (ND Long)	150	8	35.8 to 38.8	1.05	45.9	4.6
Jun. 07/08, 2011	00:28/02:00	0.1	500	32	13/64	1.03/1.15	–	3.2
Jun. 07/08, 2011	00:44/02:12	0.1 (Calibrator)	500	32	19/67	1.04/1.17	–	3.2

Notes. “Par. range” stands for the parallactic angles at the start and end of observations; “EC mean” for the average of the coherent energy and “t0 mean” for the average of the coherence time during the observations.

four available masks (Tuthill et al. 2010), we used the 7 holes mask which gives the highest throughput (16%). It is made of 1.2 m wide circular apertures (scaled on M1) positioned in a non-redundant fashion over the pupil. Minimum and maximum baseline lengths are respectively 1.8 and 6.5 m. Each mask offered by SAM can be used in addition to almost all the spectral filters offered by Conica.

The principle of SAM is based on its ability to facilitate the deconvolution of phase aberrations. Phase errors are introduced by i) atmospheric residuals and ii) instrumental aberrations (also called non-common path errors). We used integration times of the order of the typical coherence time of the phase errors. It permits a partial deconvolution of the remaining atmospheric perturbation not corrected by the AO. But most importantly, it gives an excellent correction of the slowly changing instrumental aberrations. This later point is the important factor which makes aperture masking competitive with respect to full aperture AO.

In practice, L' SAM data on HR 4796 were obtained on June 2011. The adopted DIT was 100 ms, equivalent to a few τ_0 in the L' band. Each set of observation consists in 8 ditherings of the telescope to produce 8 datacubes of 500 frames on 8 different positions on the detector. Each dither moves the star by 6 arcsec in X or in Y on the windowed detector (512 by 512 pixels, equivalent to 14 arcsec on sky). After 8 dithers, the telescope is offset to the K giant star HD 110036 for calibration, where the very same observation template is repeated. Four star-calibrator pairs were obtained totalizing 64 datacubes, requiring a total observation time of 2 h (including overheads). Over this time, the object has rotated by 50 degrees (the variation of the parallactic angle).

2.2. Data reduction

2.2.1. ADI data

Each individual ADI image was bad pixel-corrected and flat-fielded as usual. Background subtraction was made for each cube using the closest data cubes with the star at a different offset. Data selection was also made, within each data cube and also for each data cube. Recentering of the images was done using the offsets measured by Moffat fitting of the saturated PSF. The data cubes were then stacked (averaged) and then reduced with different procedures that are described in details in Lagrange et al. (2012) and reference there-in: cADI, sADI, rADI and LOCI. These procedures differ in the way the star halo is estimated and subtracted. We recall here the differences between these various

procedures, as well as new ones developed to limit the disk self-subtraction in cADI and/or LOCI:

- In cADI, the PSF is taken as the mean or median of all individual recentered ADI saturated images.
- To remove as much as possible the contribution of the disk from the PSF in the cADI images, we tested two slightly modified cADI reductions. In the first one, we start as usual, i.e. build a PSF from the median of all data, subtract this PSF to all data and rotate back the obtained residual images to align their FoV. The data are then combined (median) to get a first image of the disk. Then, to remove the disk contribution to the PSF, we rotate the disk image back to the n different FoV orientations corresponding to those of the initial images and subtract the median of these rotated disk images to the PSF. We obtain thus a PSF corrected (to first order) from the disk contribution. This disk-corrected PSF is then subtracted to the individual initial images; the individual residuals are then rotated back to be aligned and stacked (median) to get a new disk image (corresponding to one iteration). This ADI procedure is referred to as cADI-disk. In the second one, we mask the disk region in each file when used to compute the reference³. We will call this method mcADI. This method will be described in details in a forthcoming paper (Milli et al. 2012).
- The rADI procedure (identical to Marois et al. 2006, ADI) selects for each frame a given number of images that were recorded at parallactic angles separated by a given value in FWHM (the same value in FWHM for each separation), to build a PSF to be subtracted from the image considered.
- In the LOCI approach, for each given image and at each given location in the image, we compute “parts” of “PSFs”, using linear combinations of all available data, with coefficients that allow to minimize the residuals in a given portion of the image.
- To limit the impact of the disk self-subtraction on the LOCI images, we also modified our LOCI approach, masking the disk in each file whenever the disk appears in the optimization zone (see Milli et al. 2012). We will call this method mLOCI.

³ In practice, we use a synthetic image (without noise) of the disk as described below, and scaled to the observed disk flux, and we define the binary mask by ascribing 0 to the pixels in the disk region that are above a given threshold (20% of the maximum flux). Then the mask is applied to each frame in the cube for the PSF estimation, so that the pixels corresponding to the disk regions in each frame are not taken into account.

The parameters used for the rADI and LOCI procedures are the following:

- LOCI/mLOCI $\Delta r = 1.4 \times FWHM$ below $1.6''$ and $5.6 \times FWHM$ beyond (radial extent of the subtraction zones); $g = 1$ or 0.5 (radial to azimuthal width ratio), $N_A = 300$; separation criteria $1 \times FWHM$.
- rADI: separation criteria: $1.5 \times FWHM$; number of images used to compute each “PSF”: 20, $\Delta r = 1.4 \times FWHM$ below 1.6 arcsec and $5.6 \times FWHM$ beyond (radial extent of the psf reconstruction zones).

For comparison purposes, we also performed a zero-order reduction (hereafter referred to as “nADI”) which consists in, for each image, 1) computing an azimuthal average of the image (with the star position as the center of the image); we get then a 1-D profile, 2) circularizing this 1-D profile to get a 2-D image centered on the star position, 3) subtracting the obtained image to the initial image to get corrected image. We then derotate and stack all the “corrected” images. nADI clearly does not benefit from the pupil stabilization and is not to be considered as a real ADI reduction procedure, but can help in some cases disentangling artefacts produced by ADI reductions from real features.

The data obtained on the 6th and 7th were reduced separately and then averaged. As they happened to have similar signal-to-noise ratio (S/N), a simple averaging was made.

2.2.2. SAM data

The first step to reduce the SAM data is to clean the frames. This can be done in the same way as any classical imaging method in the infrared. In practice, we flatfielded the data and subtracted the background. The background was estimated by taking the median value of the 8 datacubes of a single observation set.

As any interferometric facility, the observable parameters of SAM are fringes. The information lays in the contrast (which, once normalized, is called visibility) and the phase. Contrasts and phases are obtained by least square fitting of the diffraction pattern. Since the fitting of sinusoidal curves is a linear least square problem, a downhill algorithm to find the maximum likelihood was not required. Instead, inversion was done by projection of the datacubes on a parameter space defined by each complex visibility fringes. The matrix used for projection is determined by singular value decomposition of a model of the fringes. In the end, we checked that it gives exactly the same result as a least square minimization algorithm of the kind of conjugate gradient (but much faster). The fringes are modeled by cosines of given frequency multiplied by the PSF of the Airy pattern of a single hole. Wavelength bandwidth is accounted for by smearing the pattern over the filter bandpass.

As a result, we get a single complex value for each baseline and each frame. They are used to compute the bispectrum, which is summed over the 8 datacubes which correspond to a single acquisition. Then, the closure phases are obtained by taking the argument of the bispectrum. One set of closure phase is obtained for an observation set which takes around 8 min. Over that time, the parallactic angle changes less than 6 degrees, which effect is neglected (baselines rotation during an observation set is not accounted for). The final step consists in calibrating the closure phase of HR 4796 by subtracting the corresponding values obtained for the red giant (HD 110036).

3. Data simulations

Obviously, ADI affects the resulting disk shape because of disk self-subtraction. This effect is expected to be more important as the disk inclination with respect to line-of-sight decreases. Also, the different ADI reduction procedures will impact differently the disk shape. A general study of the impact of ADI on disk reductions will be presented in a forthcoming paper (Milli et al. 2012). In this paper, we concentrate on the HR 4796 case and we monitor this impact using fake disks, as done in Lagrange et al. (2012).

3.1. Assumptions

To simulate the HR 4796 disk, we assumed, following Augereau et al. (1999) a radial midplane number density distribution of grains $\propto ((r/r_0)^{-2\alpha_{in}} + (r/r_0)^{-2\alpha_{out}})^{-0.5}$. We chose $r_0 = 77.5$ AU, $\alpha_{in} = 35$ to ensure a very sharp inner edge, and $\alpha_{out} = -10$, as assumed by Thalmann et al. (2011). The vertical distribution is given by:

$$Z(r, z) = e^{-\left(\frac{|z|}{\xi}\right)^\gamma}$$

where the height scale $\xi = \xi_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^\beta$ is 1 AU at 77.5 AU. The disk flaring coefficient is $\beta = 1$ and the coefficient $\gamma = 2$ ensures a gaussian vertical profile. The disk is inclined by 76 degrees (a pole-on disk would have an inclination of 0 degree), and we assumed an isotropic scattering ($g = 0$), as Hinkley et al. (2009) polarimetric measurements indicate a low value for g (0.1–0.27). The disk was simulated using the GRaTer code (Augereau et al. 1999; Lebreton et al. 2012). It will be referred to as HR 4796SD. The ring FWHM thus obtained is $0.14''$ (before reduction) under such hypothesis. We also considered another disk, with all parameters identical to those of HR 4796SD, but with $\alpha_{out} = -4$; this disk (referred to as HR 4796blowoutSD) is representative of the outer density distribution that would be observed if the outer brightness distribution was dominated by grains expelled by radiation pressure as in the case of β Pic (Augereau et al. 2001).

3.2. Simulated disk images

The flux of the simulated disk is scaled so as to have the same number of ADU (at the NE ansae) as in the real disk, once both simulated and real data are reduced by cADI. When brighter disk are needed, a simple scaling factor is applied. The simulated projected disks are then injected in a datacube, at each parallactic angle, corresponding to each real data file, and are then convolved either by a theoretical PSF matching the telescope and instrument response, or the average of the real PSFs taken prior to and after the saturated images. Each image is added to each frame of the original data cube, with a 130° or 90° offset in PA with respect to the real disk, so as to minimize the overlap between both disks. The datacubes are then processed by nADI, CADI, mcADI, LOCI and mLOCI.

4. The HR 4796A disk

4.1. Disk images: qualitative view

Figure 1 shows the images obtained when combining the data obtained on the 6th and 7th of April. Images resulting from the ADI reductions described above are showed: cADI, cADI-disk, mcADI, rADI, LOCI, and mLOCI. We also show for comparison the image resulting from nADI reduction.

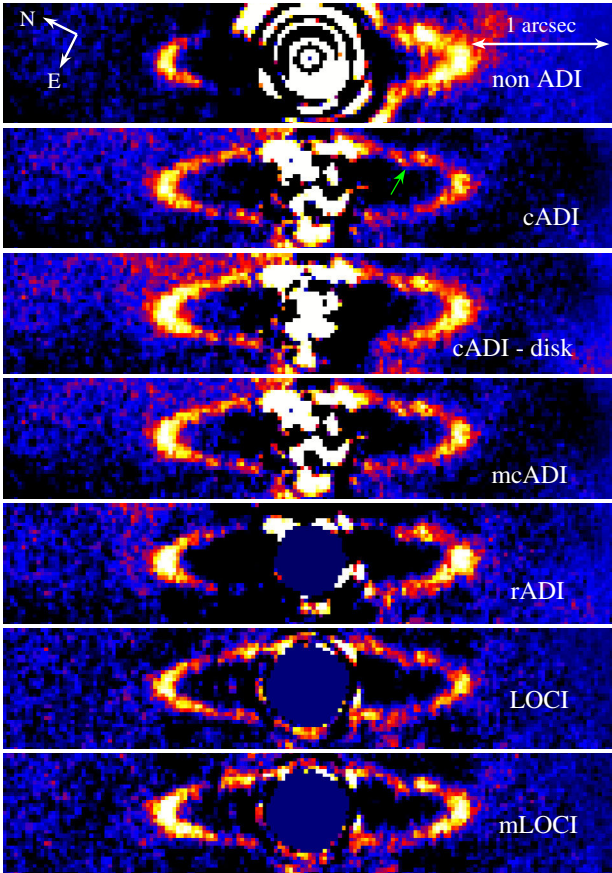


Fig. 1. HR 4796A disk at L' (linear scale). The pixel scale is 27 mas/pixel. From top to bottom, the same data reduced with nADI, cADI, cADI-disk, mcADI, rADI, LOCI, and mLOCI (see text). Note that the color codes are identical for all cADI reductions reductions on the one hand, and LOCI reductions on the other hand, to enable comparisons within a given method, but different cuts are used for cADI, rADI and LOCI reductions.

The disk is clearly detected at “large” separations from the star with the nADI reduction, and is, expectedly, lost in the Airy rings closer to the star. The parts closer to the star in projection are revealed only by the real ADI reductions, and actually, the disk is more completely detected than in previously published images, in particular the west side is almost continuously detected. The masking greatly improves the image quality of the LOCI image; the impact of mcADI with respect to cADI is, expectedly, less important, even though the flux restitution is increased. Nevertheless, the dynamical range of our images is lower than that of the recently AO published images. This is because the present data are obtained at L' , with a higher Strehl ratio, whereas the previous ones were obtained at shorter wavelengths, with lower Strehl ratio, but with detectors that have much lower background levels.

The ring appears very narrow in our L' -data, barely resolved: the FWHM measured on the PSF is 4.1 pixels ($0.11''$), while the ring FWHM is ≈ 5.7 pixels ($0.15''$) (NE) and resp. 5.0 pixels ($0.13''$) (SW) on the cADI data. We will however see below that the ADI reduction has an impact on the observed width.

Thalmann et al. (2011) report a relative enhancement of the disk brightness in the outer part of the ring, along the semi-major axis, that they describe as streamers emerging from the ansae of the HR 4796 disk. Our images do not show such strong features. To test whether such features could be due to the ADI reduction

and/or data characteristics, we built cADI and LOCI images of a bright⁴ HR 4796SD-like disk, inserted into our data cube, convolved by a theoretical PSF and, in the case of LOCI, reduced with Thalmann et al. LOCI parameters, assuming a 23 degrees FoV rotation. The input disk images are shown in Fig. 2, as well as the reduced ones. The reduced images clearly show features similar to those observed by Thalmann et al. (2011) in their Figs. 1 and 3. We also show in Fig. 2 the same simulations of a similar disk inserted into a data cube matching the parallactic angle excursions, but assuming no noise. Note that for the LOCI reduction of noiseless data, we took the coefficients derived from the previous LOCI reduction (taking noise into account); this is necessary to avoid major artefacts when using LOCI on noiseless data. The later simulations (no noise) highlight the reduction artefacts. Other simulations are provided in Milli et al. (2012). Hence, we conclude that the features indicated as “streamers” are probably artefacts due to the data characteristics (FoV rotation amplitude, number of data, SN) and data reduction. The fact that we do not see them in the present data is due to our relatively lower dynamical range, and to the larger FoV rotation amplitude. To check this, we injected a fake disk (HR 4796SD), with a flux similar to the observed one in the actual datacubes (with a 130° offset in PA to avoid an overlap of the disks). We processed the new data cubes as described above with cADI, mcADI, LOCI and mLOCI. The resulting images are shown in Fig. 3; the artefacts are not detectable. This is also true when considering a fake disk with blowout (HR 4796blowoutSD).

Finally, we note a small distortion in the SW disk towards the inner region of the cADI and LOCI images, at (r, PA) between (19 pix, 235°) and (28 pix, 220°). The feature, indicated by a green arrow in Fig. 1, is however close to the noise level. If we go back to the individual images taken on April, 6th and April, 7th, we see that this feature is barely detectable on the April 6th eventhough in both cases, there is a very faint signal inside the disk ellipse (see Fig. 4 for the cADI images). Hence, in the present data, this feature could be due to noise. However, it seems to be at the same position as that pointed by Thalmann et al. (2011) in their data as well as Schneider et al. (2009) data as well as, in L' -data obtained at Keck by Marois & McIntosh (priv. comm.). In Thalmann et al. (2011) data, it appears as a loss of flux in the annulus. In the L' data, we see rather a distortion in the disk and a possible very faint additional signal at the inner edge of the disk. However, the ring does not appear as azimuthally smooth in the Thalmann et al. (2011) or our data, due to ADI reduction and limited SN, so it is not excluded at this stage that this feature might be an artefact. Clearly, new data are needed to confirm this structure, and if confirmed, to study its shape as a function of wavelength. If confirmed, its origin should be addressed. In the context of the HR 4796 system, an interesting origin to be considered is the presence of a planet close to the inner edge of the disk. To test the impact of the ADI reduction procedure on a disk + close planet system at L' , we inserted a fake point-like source close to our fake disk HR 4796SD (rotated by 130° with respect to the real disk, convolved by the observed PSF, and inserted in the datacube) inner edge, and processed the data as described previously. For these simulations, we assumed a disk about 10 times brighter than the real one. We run several simulations with different values of planet fluxes and distances to the disk. For some values of the planet position and flux, we were able to reproduce a disk apparent distortion, especially in

⁴ We assumed a disk 10 times brighter than the actual one so as to take into account the better SN of Thalmann et al. (2011) H data, compared to the present L' ones.

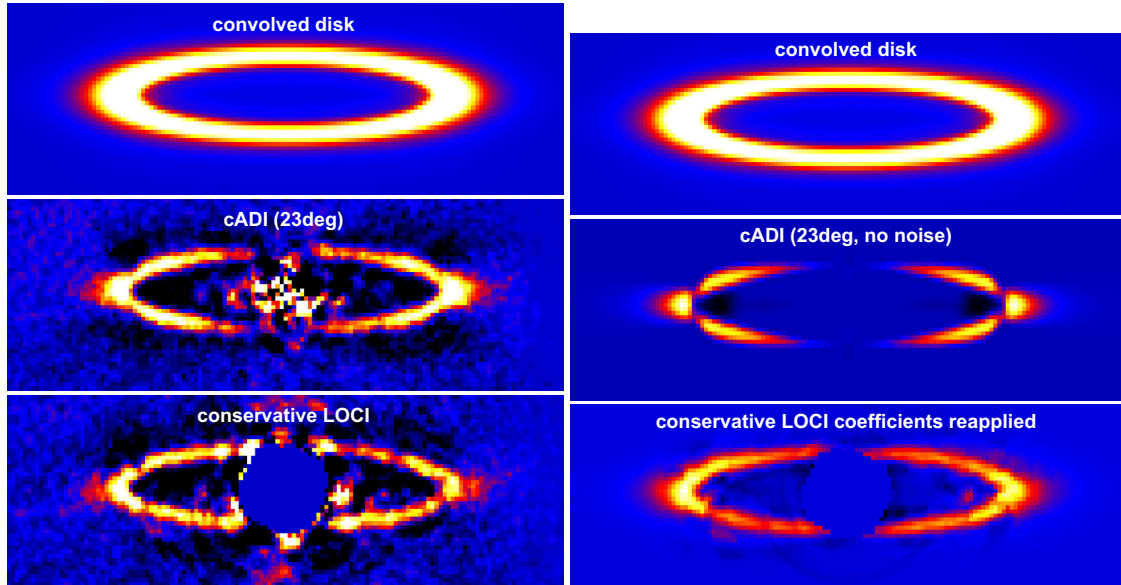


Fig. 2. (Left) From top to bottom 1) simulated HR 4796SD-like disk (projected, no noise); 2) simulated cADI reduction of this disk once inserted into our data cube, and convolved by a theoretical PSF. We assumed a 23 degrees FoV rotation as Thalmann et al. (2011), 3) idem with LOCI reduction. (Right) Idem without noise.

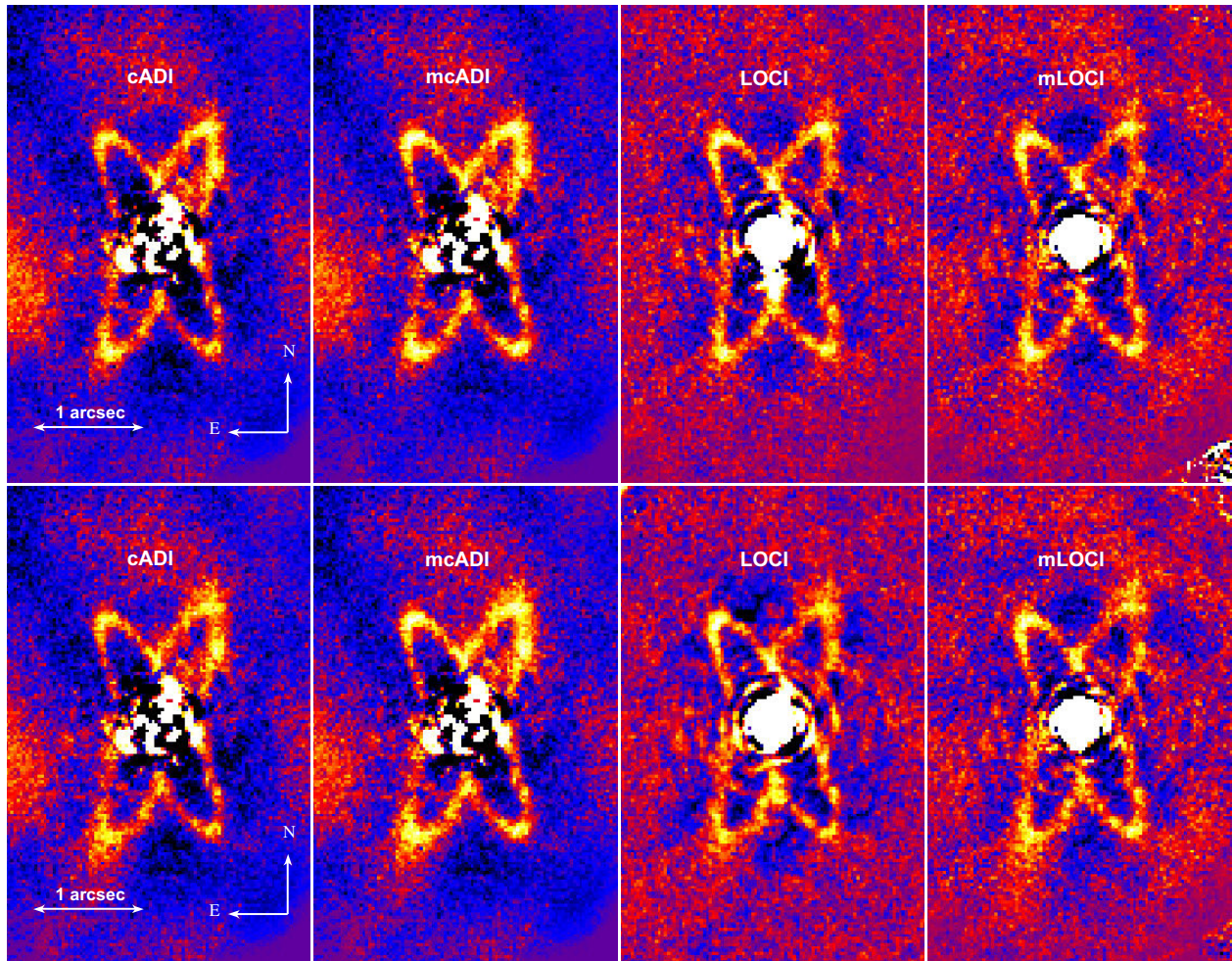


Fig. 3. Top: simulated disk (model HR 4796SD) inserted into the data: images (linear scale) reduced with cADI, mcADI, LOCI and mLOCI, for a rotation angle amplitude of 85 deg similar to that of our data. Bottom: idem for a disk model assuming $\alpha_{\text{out}} = -4$ (model HR 4796blowoutSD). North is up and East is to the left. The real disk is NE-SW oriented; the simulated one is NW-SE oriented.

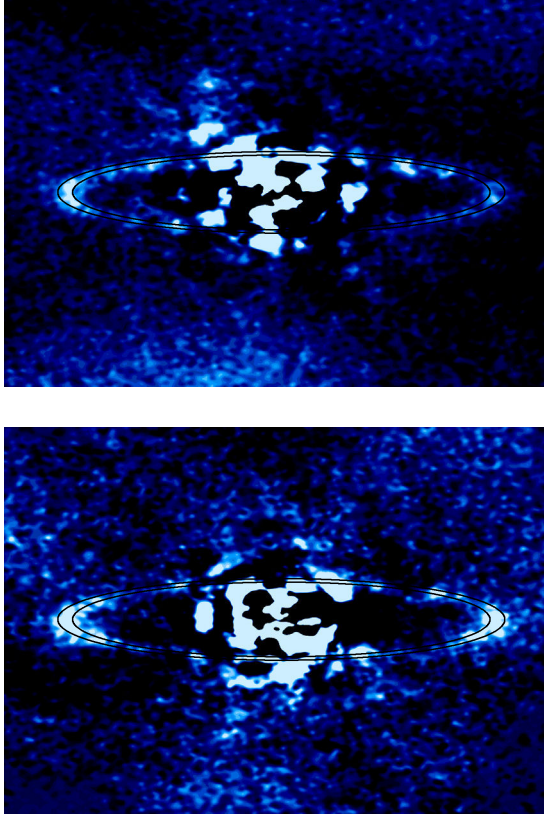


Fig. 4. *Top:* cADI image of HR 4796 on April, 6th. *Bottom:* idem on April, 7th.

the LOCI images. A representative example is given in Fig. 5; in this case, the planet flux would correspond to a $2 M_{\text{Jup}}$ mass for a disk brightness similar to the HR 4796 one.

4.2. Disk properties

4.2.1. Disk geometry

We fitted the observed disk by an ellipse, using the maximum regional merit method, as in [Buenzli et al. \(2010\)](#) and in [Thalmann et al. \(2011\)](#). The resulting semi-major axis a , semi-minor axis b , disk center position along the semi-major axis (xc), and the semi-minor axis (yc), and inclination (defined as $\arccos(b/a)$) are provided in Table 3, and the fit is showed in Fig. 6. These parameters are derived from the selection of the best fits, defined as those with parameters within 5% of the best fit (best merit coefficient). The uncertainties associated to these measurements take into account the dispersion within this 5% range, and the other sources of uncertainties that are described hereafter.

To estimate the impact of the PSF convolution and ADI process on the ellipse parameters, we used our simulated disk HR 4796SD (without noise) and fitted the disk with an ellipse before and after the PSF convolution and the ADI reduction. For (a, b) , differences of $(-0.03; 0.12)$ pixels were found with cADI, and $(-0.06; -0.3)$ pixels with LOCI. For (xc, yc) , no significant differences were found with cADI and very small with LOCI. No significant difference was measured on the inclination with cADI while a difference of -0.4° was found with LOCI. Finally, no significant differences were found on the PA. We corrected the measured values on the disk from these biases. We also inserted a model disk HR 4796SD in the data cube (at 90 degrees), and processed the data. The differences found between the parameters of

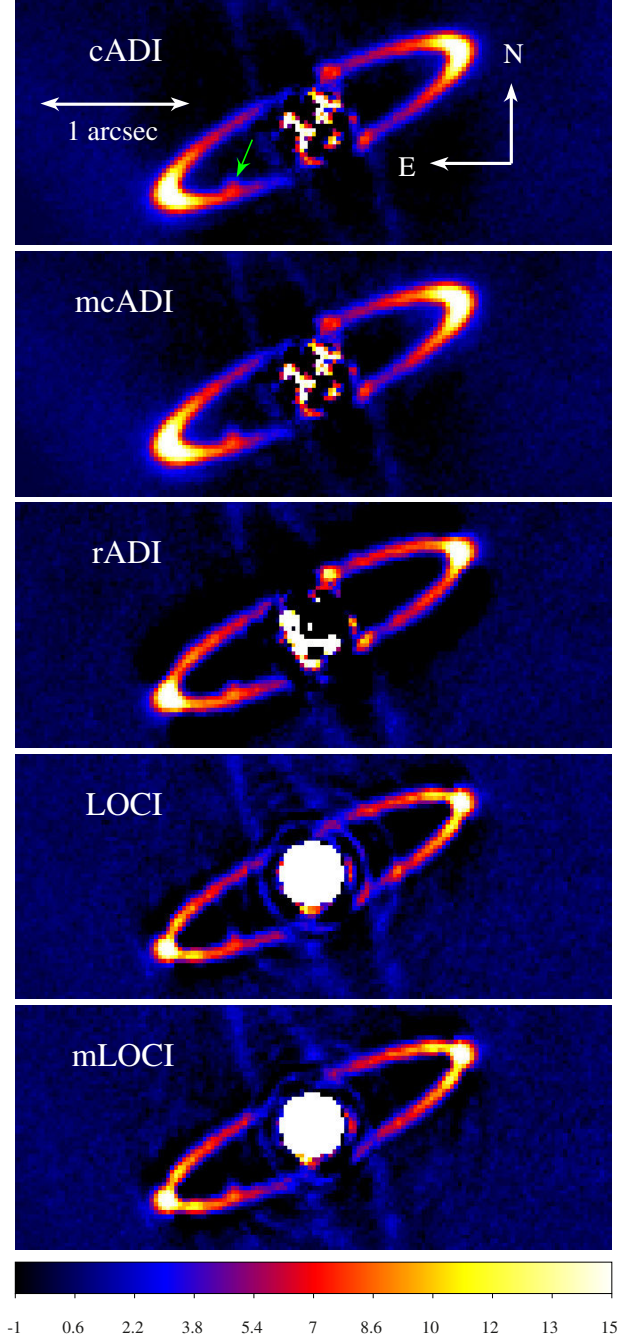


Fig. 5. cADI, mcADI, rADI, LOCI and mLOCI images of simulations of fake disk + fake point-like source (indicated by a green arrow).

the injected disk and the ones of the recovered disk are compatible with the ones obtained in the case “without noise”.

Besides, the imperfect knowledge of the PSF center may also affect the results. To estimate this impact quantitatively, we first estimated the error associated to the PSF center, as in [Lagrange et al. \(2012\)](#). The error was found to be $[0, 0.27]$ pixel on the x -axis and $[-0.06, +0.04]$ pixel on the y -axis of the detector. It appears that this imperfect knowledge on the PSF center does not significantly affect the values of (a, b) . It impacts the uncertainty of the ellipse center by up to 0.2 pixel along the major and minor axis, and the disk PA (0.24°). The uncertainty on the PA measurement is found to be 0.15° in cADI.

Table 3. Ellipse parameters of the observed disk: semi-major axis (a , mas), semi-minor axis (b , mas), position of the center of the ellipse with respect to the star ((x_c, y_c) , expressed in mas), disk PA (deg), and inclination (i , $^\circ$).

Measured	a (mas)	b (mas)	x_c (mas)	y_c (mas)	PA (deg)	i (deg)
cADI	1077.2 ± 4.1	270.5 ± 2.4	22.8 ± 6.5	7.6 ± 5.7	26.85 ± 0.15	75.28 ± 0.15
LOCI	1070.2 ± 5.4	266.9 ± 3.0	19.5 ± 6.9	10.8 ± 5.7	26.60 ± 0.32	75.58 ± 0.3

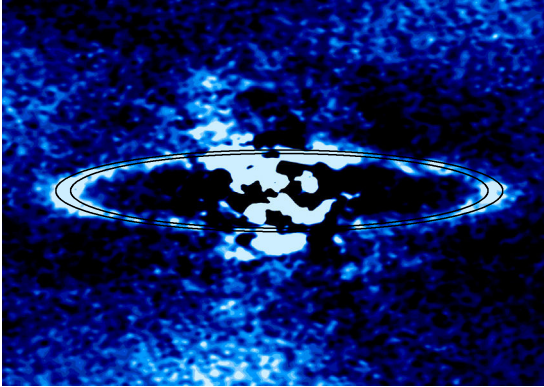


Fig. 6. Best elliptical fit to the L' cADI data. NE is to the left and SW to the right.

Finally, the PA measurement is also impacted by the uncertainty on the true North Position (0.3° ; see a discussion related to this last point in Lagrange et al. 2012).

Our data show an offset from the star center of ≈ 22 mas on the cADI images (≈ 20 mas on the LOCI data) of the center of the fitted ellipse along the major axis, and to the South. Given the uncertainty associated to this measurement, 7 mas, we conclude that the observed offset is real. This offset along the major axis is in agreement with previous results of Schneider et al. (2009) (19 ± 6 mas) and Thalmann et al. (2011) on their LOCI images (16.9 ± 5.1 mas). The latter detected moreover an offset of 15.8 ± 3.6 mas along the minor axis, which was not detected by Schneider et al. (2009); the measured offset on our cADI images is about $8 \text{ mas} \pm 6 \text{ mas}$; hence very close to the error bars, so the present data barely confirm the offset found by Thalmann et al. (2011).

4.2.2. Brightness distribution

Figure 7 shows the observed radial surface brightness distributions (SBD) for the HR 4796A disk at L' along the major axis after cADI, and LOCI reductions. The SBD extraction was made using a 5 pixel vertical binning. The dynamical range of our data is small (factor of 10); it is improved with masking technics, thanks to a lesser disk self-subtraction (see also Fig. 7). Yet, the disk being only slightly resolved, we cannot perform meaningful slope measurements on our data. Indeed, the slope of the surface brightness distribution depends on several parameters: the PSF, the amplitude of the FoV rotation, the ADI procedure, the binning used for the extraction of the SBD, and the separation range on which the slopes are measured. In the present case, the separation range is too small to allow a proper measurement of the slope: we run simulations of the HR 4796SD disk without noise and checked that indeed, measuring the slopes between the maximum flux and the threshold corresponding to the noise on the actual data gave slopes very different (much higher) from the slope measured on a larger separation range.

The ring shape seems nevertheless to indicate a sharp outer edge, but we need to check the impact of the ADI reduction procedure on the final shape of the disk. Figure 8 illustrates the evolution of the SBD along the semi-major axis, starting from the fake disk HR 4796SD, then once the disk is inserted in the real data cubes at 130° (see the corresponding images in Fig. 3), convolved by the observed PSF, and finally when the datacube is reduced with cADI and LOCI. The SBD shape is clearly impacted. We note that the effect is stronger in the inner region than in the outer one. To test whether we can discriminate between a steep and a less steep outer profile, we consider the fake disks HR 4796SD and HR 4796blowoutSD inserted in the real data cubes at 130° (see the corresponding images in Fig. 3), and convolved with the real PSF. The SBD profiles after convolution and reduction along the semi-major axis are given in Fig. 9. We note that the slight shift between the observed and simulated disks SBD is due to an unperfect assumption on the ring position, and is not relevant here. The observed SBD profile appears to be more similar in shape to the ones corresponding to the HR 4796SD case rather than the HR 4796blowoutSD one. We conclude then that even when taking into account the possible biases, the data indicate a very steep outer edge, compatible with $\alpha_{\text{out}} = -10$, as found by Thalmann et al. (2011) rather than a less steep one. We cannot provide precise values to the outer NE and SW slopes with the present data, but they are in any case different from the ones measured in the case of the other A-type stars such as β Pictoris (typ. between -4 and -5 ; Golimowski et al. 2006) and HD 32997 (Boccaletti et al. 2012), and that are expected from a disk which outer part is dominated by grains blown out by radiation pressure from an A-type star (see below).

4.2.3. Disk width

Our data indicate a ring width of about $0.154''$ after cADI reduction for the NE side and $0.136''$ for the SW side (data binned over 5 pixels). With mcADI, these values are only marginally changed: $0.147''$ and $0.135''$ respectively. However, as seen above, the SBD, especially inner to the ring is impacted by the PSF convolution, the amplitude of the FoV rotation, the ADI procedure, the binning used for the extraction of the SBD, the noise level as well as the zero flux level after reduction. We made several test with fake disks to estimate the impact of these steps on the FWHM. Also, we tested the impact of the evaluation of the zero level after reduction. It appears that the disk width is mainly affected in the present case by the PSF convolution and the zero level. Taking all these parameters into account, we cannot conclude that the disk is significantly narrower than the size found by Schneider et al. (2009) $0.197''$, which once corrected from the broadening by the STIS PSF became $0.18''$ (13 AU) at shorter wavelengths.

5. Companions around HR 4796A

5.1. SAM detection limits

The detection limits from the SAM dataset are derived from a 3D χ^2 map. This map has on each axis the three parameters used to

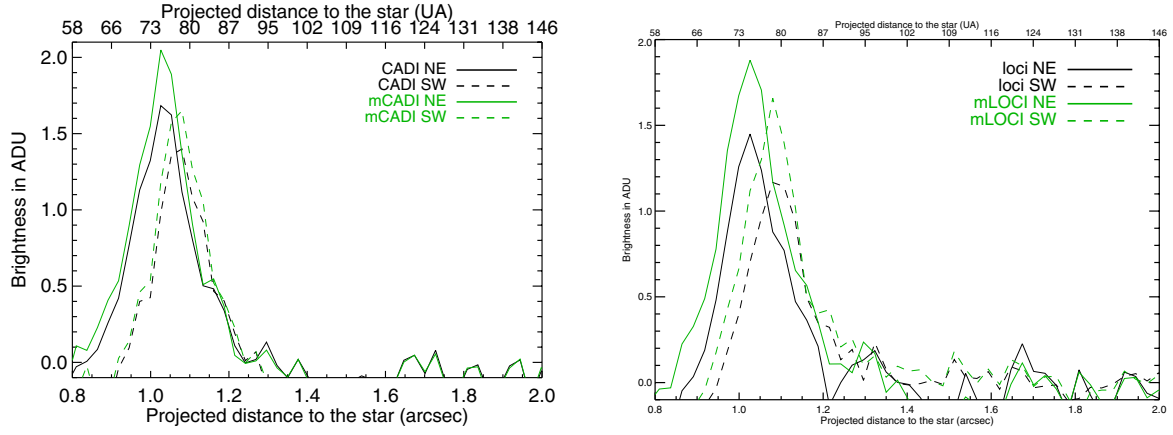


Fig. 7. Observed SBD for the HR 4796A disk at L' along the major axis (after a binning of 5 pixels perpendicular to the major axis): cADI and mCADI reductions (*left*); LOCI and mLOCI reductions (*right*). We note that the peaks of the SBD on the NE and SW do not coincide which is due to the shift of the ellipse center along the major axis.

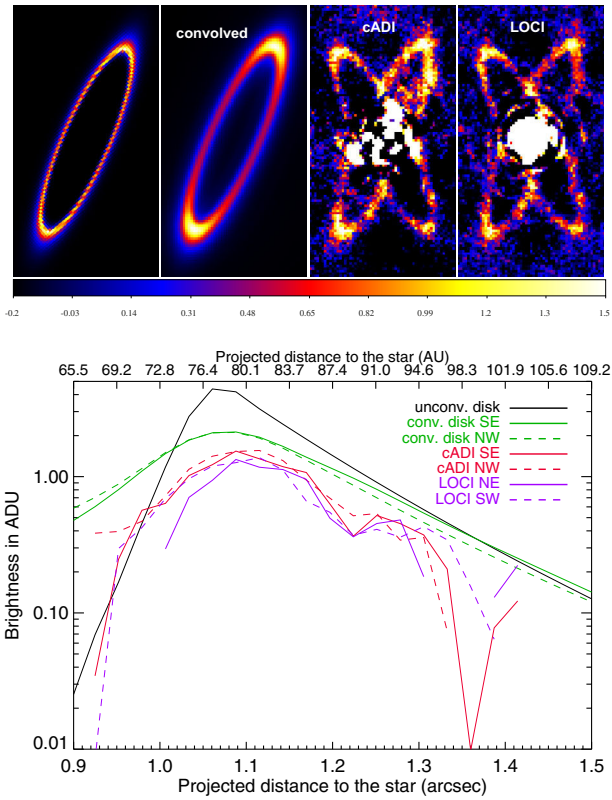


Fig. 8. *Top*: from left to right: simulated disk, simulated disk after convolution, after cADI, and after LOCI reductions. *Bottom*: corresponding SBDs, showing the evolution of the profile after different steps of reduction. See text.

model a binary system: the separation, the position angle, and the relative flux. This model, fitted on the closure phase, is detailed in Lacour et al. (2011). Visibilities are discarded. Figure 12 is showing the detection limits as a function of right ascension and declination. It is obtained by plotting the 5σ isocontour of the 3D map (the isocontour level is given by a reduced χ^2 of 25).

We did not account for the presence of the disk in the model fitted. We considered that it did not affect the visibilities (because very faint), and did not affect the closure phase (because quasi point-symmetric). Nevertheless, it is not impossible that some of the structures present in Fig. 12 may be caused by a second

order effect of the disk on the closure phase. Thus, neglecting the influence of the disk means that we are conservative on the detection limit map.

Given these values, and assuming $V - L' = 0$ for this A0-type star, and an age of 8 Myr for the system, we derive the 2D detection limits expressed in Jupiter masses, using DUSTY models (Fig. 12; right). At a separation of about 80 mas (6 AU), we exclude the presence of companions with masses larger than $29 M_{\text{Jup}}$. At a separation of 150 mas, the limit becomes $M = 40 M_{\text{Jup}}$ (DUSTY). In both cases, COND03 models give similar limits within $1 M_{\text{Jup}}$. At 60 mas, the detection limit is $M = 50 M_{\text{Jup}}$ (DUSTY) and would be $44 M_{\text{Jup}}$ with COND03. Such values fall in the mass range of brown dwarfs and represent unprecedented mass limits for this range of separations.

5.2. ADI detection limits

We computed the detection limits using the data obtained on April 6th and 7th, with different reduction methods. To estimate them, we took into account the flux losses due to the ADI reductions, either injecting fake planets in cubes of empty frames obtained with similar FoV rotation for the cADI procedure, or injecting fake planets in the real data cubes in the case of the LOCI procedure. The noise was estimated using a sliding 9 pixel wide box along any given PA. We checked the obtained detection limits by inserting fake planets with fluxes corresponding to the 5σ limit at different separations, and processed again the data, and measured the resulting S/N on the planets. The S/N were close (or sometimes slightly larger than 5) which shows that our limits are properly estimated. The 2D-detection limits are shown in Fig. 12 for cADI, expressed either in contrasts or in masses, using the COND03 models (Baraffe et al. 2003) or BT-settl models (Allard et al. 2012) and assuming an age of 8 Myr. Similar (not better) limits were obtained with rADI and LOCI. To check the robustness of the detection limits obtained, we injected fake planets with fluxes corresponding to the 5σ level as well as the fake disks and processed the data cubes as before. The resulting images (see Fig. 13) revealed the planets with at least a 5σ level.

The 1-D limits along the major axis, at a PA of 26 degrees (NE side of the disk) are showed in Fig. 11. Similar values are obtained in the SW direction. A few values expressed in jovian masses are given in Table 4. The detection limits are better than the SAM ones further than $\approx 0.25\text{--}0.3''$, with a value of about $7.5 M_{\text{Jup}}$ at $0.25\text{--}0.3''$; they are below $3.5 M_{\text{Jup}}$ for separations in

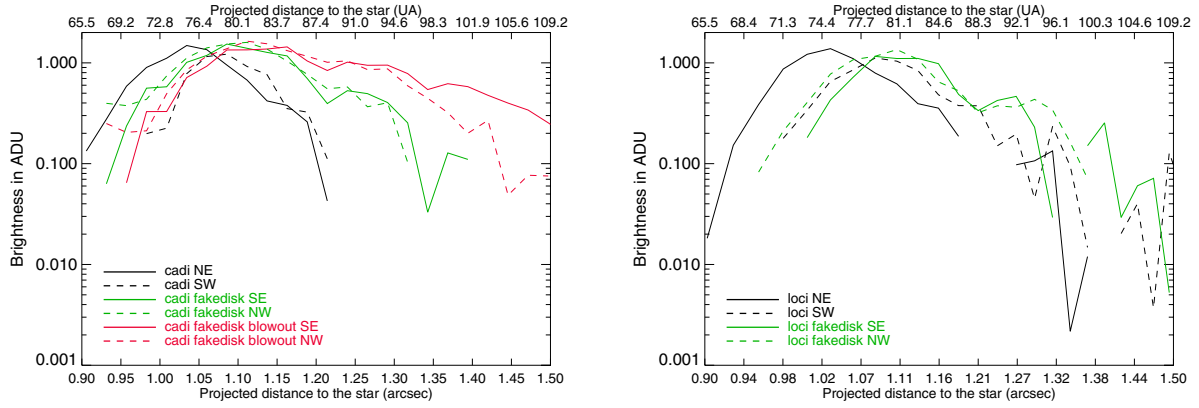


Fig. 9. *Left:* simulated radial brightness distributions for the HR 4796ASD disk (green) and HR 4796ASBD disk with blowout (red) at L' along the major axis (log scale) once inserted in the data cube and after cADI reduction has been applied. For comparison, observed SBD (black). *Right:* simulated radial brightness distributions for the HR 4796ASD disk (green) at L' along the major axis (log scale) once inserted in the data cube and after LOCI reduction has been applied. For comparison, observed SBD (black).

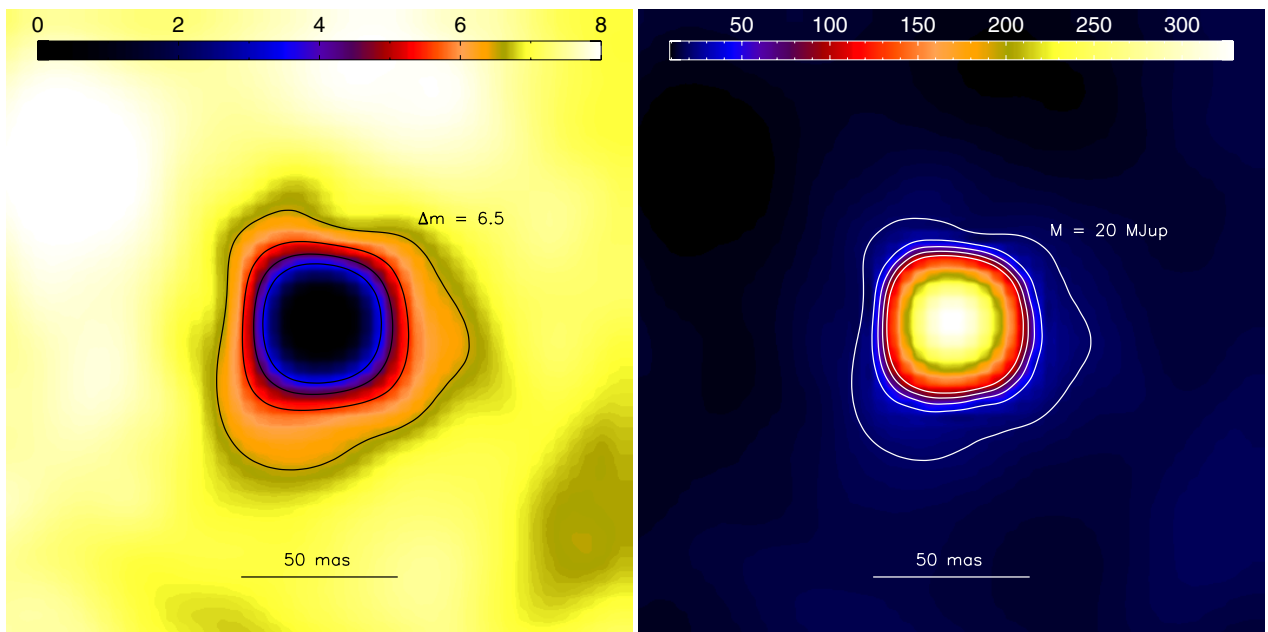


Fig. 10. *Left:* 2D map of 5- σ detection limit of point-like structures towards HR 4796A, using SAM data. Isocontours for $\Delta\text{mag} = 3.5, 4.5, 5.5,$ and 6.5 . *Right:* detection limits expressed in Jupiter masses using COND03 models; isocontours for masses of $20, 40, 60, 80$ and $100 M_{\text{Jup}}$. In both images, North is up and East to the left.

the range $0.5\text{--}1''$, and well below further than $1.5''$. Altogether, these are to our knowledge the best detection limits obtained in the close surroundings of HR 4796A.

6. Companions around HR 4796B

HR 4796B has the following magnitudes: $V = 13.3, H = 8.5, K = 8.3$. Using the observed contrast between HR 4796A and HR 4796B (2.6 mag) on the present data, we find $L' \simeq 8.4$ for HR 4796B, hence $L'_{\text{abs}} \simeq 4.1$. This value is in agreement with the Lyon's group model (Baraffe et al. 2003), which, given the near-IR colors, predicts an absolute L' magnitude of 3.8. We give in Fig. 14 the 2D map of the detection limits (5σ), both in terms of contrast magnitudes and Jupiter masses. At $0.3''$, masses as low as $2 M_{\text{Jup}}$ could be detected, and at $0.5''$, the detection limit is below $1 M_{\text{Jup}}$.

7. Discussion

7.1. The inner disk sharp edge

One of the most remarkable features of the HR 4796 disk is certainly the offset of the disk center with respect to the star (also observed in the case of HD 141569, and Fomalhaut). Two explanations are 1) the presence of a close, fainter companion (in such a case, the disk would be a circumbinary disk and orbit around the binary center of mass), and 2) the presence of a companion close to the disk inner edge on an eccentric orbit that induces a forced eccentricity to the disk ring by secular gravitational interaction, an explanation which was proposed to explain the eccentricity of the Fomalhaut disk (Quillen et al. 2006; Kalas et al. 2005, 2008; Chiang et al. 2009).

We first investigate whether this offset could be due to the presence of a close companion. In such a case, the ellipse center

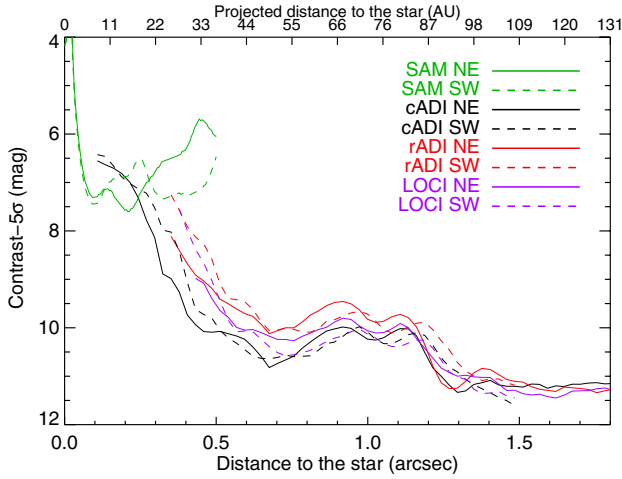


Fig. 11. 5- σ detection limit of point-like structures around HR 4796A, along the major axis in the NE and SW directions using SAM and ADI data.

would mark the center of mass of the binary system. Using the center of mass definition, it appears that the mass of a body necessary to shift the center of mass at the observed position of the ellipse center would be much larger than the detection limit obtained with SAM between 40 and 400 mas or between 400 mas and 1 arcsec (ring position) with the ADI data. A companion located between 23 and 40 mas would have a mass larger or comparable to that of HR 4696A; such a scenario must be excluded as under such conditions, the photometric center of the system would also be shifted. Then, the most plausible explanation to the offset is a light eccentric planet close to the inner edge of the disk.

We now try to use the detection limits found in this paper to constrain the properties of an inner planet that could be responsible for the steep inner edge observed with HST/STIS data, which, conversely to ADI data, is not impacted by ADI reduction effects. Wisdom (1980) showed that in the case of a planet and particles on circular orbits, we have the relation $\delta a/a = 1.3(M_p/M_s)^{2/7}$ where M_p and M_s are the planet and star masses, a is the orbital radius of the planet and δ the distance between the planet and the disk inner edge. Hence if a planet sculpts the inner edge, its mass and distance from the inner edge must satisfy this relation. Assuming an inner edge located at 77 AU, we can derive the mass of the planet necessary to produce this sharp edge, as a function of its distance to the edge, and test whether such a planet would have been detected or not. This is done in Fig. 15 where we show the region, inside the yellow ellipse, that, given the present detection limits, have to be excluded. Hence the only possible location of the planets responsible for the inner edge is between the yellow ellipse and the red one (which traces the inner edge of the disk). We see that along the major axis, only the planets closest to the inner edge (less than ≈ 10 AU) remain out of the present detection capabilities. Hence if a planet is responsible for the inner edge sculpting and is located along or close to the major axis, then it should be a low mass planet, and located further than 63 AU, i.e. within about 15 AU from the edge. Along the minor axis, due to the projection effects, the presence of planets is much less constrained: only planets at more than 26 AU from the edge would have been detected.

The previous constrains were obtained assuming the planet and the perturbed bodies are both on circular orbits. The actual disk eccentricity being very small, about 0.02, this assumption

is reasonable. As an exercise, we investigate the impact of a higher eccentricity, using the results of Mustill & Wyatt (2012), who revisited this scenario, assuming the perturbing bodies were on an eccentric orbit; the relation becomes: $\delta a/a = 1.8 e^{1/5} (M_p/M_s)^{1/5}$. With the same reasoning, and assuming an eccentricity of 0.1, we provide in Fig. 15 the possible locations of a planet responsible for the inner edge, with the same color conventions as in the circular case. Again, comparison with Fig. 12 shows that if a planet was responsible for the inner edge sculpting, and located along or close to the semi-major axis, then it would have to be located less than ≈ 25 AU from the edge of the disk. The location of planets along or close to the minor axis would not be significantly constrained. This case, even though not adapted to the present case as the disk eccentricity is very small, illustrates the impact of this parameter on the planet detection capabilities.

7.2. The outer disk sharp edge

Another striking feature of the system is the very steep disk outer edge. Radiation pressure from A-type stars induces surface brightness distributions in the outer part of disks with slopes of -3.5 to -5 , depending on the assumptions related to the production laws of small grains (see for instance Lecavelier Des Etangs & Vidal-Madjar 1996; Thebault & Wu 2008, and references there-in). In particular, Thebault & Wu (2008) modeled the outer parts of collision rings with an initially steep outer edge, following the motion of the small grains produced through collisions and submitted to radiation pressure and showed that, as already proposed, the profile of the resulting SBD in the outer part of the disk followed a $r^{-3.5}$ law. They showed that unless the disks are extremely and unrealistically dense, and prevent the small grains from escaping, the disks have to be extremely “cold” (with an average free eccentricity of ≤ 0.0035) to explain an outer power law of r^{-6} (which was the value adopted at this time for the HR 4796 profile). AO data suggest that the situation could be even more radical with an even steeper outer edge than previously thought. Also, if confirmed, the fact that we possibly find at $3.8 \mu\text{m}$ a disk width different from that found in the optical ($0.2\text{--}1 \mu\text{m}$) with STIS would argue against an extremely dense disk, as, in such a case, large bodies and small grains would be in the same regions. The cold disk scenario can nonetheless be also problematic as, in such a case small grains should be underabundant (Thebault & Wu 2008) and the optical/near-IR fluxes would be produced by large particules (typ. sizes $50 \mu\text{m}$). We should expect then a color index different from that observed (see Debes et al. 2008). The latter rather predict that the scattered light flux is dominated by $1.4 \mu\text{m}$ dust, which seems difficult to explain within the dynamically-cold-disk scenario.

Could gas be responsible for the observed steep outer edge? Takeuchi & Artymowicz (2001) investigated the impact of the gas in such debris disks, and showed that even small amount of gas, 1- a few Earth masses, could partly balance the effects of gravitation, radiation pressure and Poynting-Robertson drag and alter the grains dynamics differentially, and lead to grains spatial distributions, that, depending on the grain sizes, could be different from those expected in a disk-free gas. Under such processes, the gas could be responsible for ring-like structures at distances depending on the dust size considered. In their attempt to investigate disks roughly similar to HR 4796 and HD 141569, assuming $1 M_{\text{Earth}}$ gas, they showed that, conversely to large grains which occupy the whole gas disk, grains with sizes ($\approx 10\text{--}200 \mu\text{m}$) tend to concentrate in the outer gas disk, where the gaseous density sharply decreases. Hence these grains would form a narrow ring

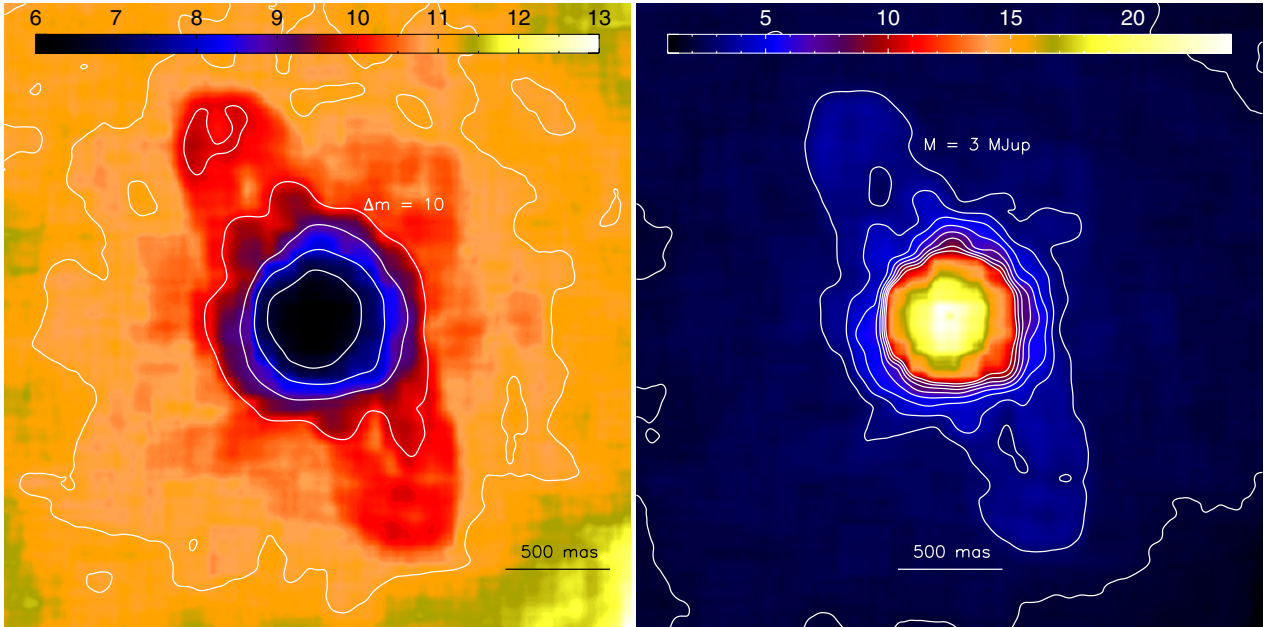


Fig. 12. 2D map of $5\text{-}\sigma$ detection limit of point-like structures towards HR 4796A, using all available data (CADI). *Left:* expressed in contrasts (isocontours from 7 to 11 mag, steps of 1 unit). *Right:* translated in masses using COND03 models (isocontours from 2 to $10 M_{\text{Jup}}$, steps of $1 M_{\text{Jup}}$).

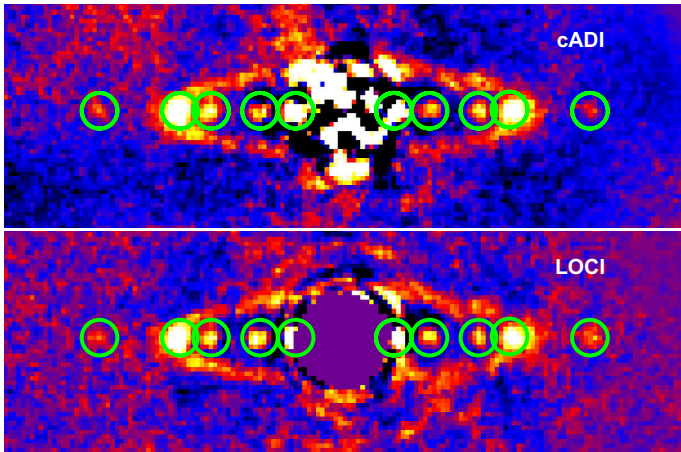


Fig. 13. Fake planets inserted at 0.3, 0.5, 0.8, and $1''$ on both sides of the disk, with fluxes corresponding to the $5\text{-}\sigma$ detection levels, and reduced with cADI and LOCI.

which position traces the change in the radial distribution the gaseous disk. Under this a priori attractive scenario, grains with sizes $1\text{--}10 \mu\text{m}$ would still be blown away. The main problem with this hypothesis is that it requires a gas disk with a relatively sharp outer edge, and thus an explanation for such an edge. Another issue is that [Takeuchi & Artymowicz \(2001\)](#) did not explore the SBD profile beyond the main dust ring, so that it remains to be seen whether slopes in the -10 range are possible. Finally, it is worth noting that so far no circumstellar gas has been detected either in atomic species through absorption spectroscopy (but the system being inclined, the non detection is not a strong constraint) or molecular species, either CO ([Liseau 1999](#)) or H_2 ($N(\text{H}_2) \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, [Martin-Zaiedi et al. 2008](#)). In any case, such a scenario can be tested in the forthcoming years with high angular resolution observations on a wide range of wavelengths.

We finally study the possibility that the outer disk is sculpted by massive bodies. The first candidate we might think of is

Table 4. A few detection limits along the semi-major axis of HR 4796A (NE side).

Sep ($''$)	Sep (AU)	Δmag (5σ)	Mass (M_{Jup})
0.06 $''$	4.5	6.9	50 (DUSTY)
0.08 $''$	6	7.3	29 (DUSTY/COND)
0.15 $''$	11	7.0	40 (DUSTY/COND)
0.3 $''$	22	7.2	32 (DUSTY/COND)
0.3 $''$	22	8.2	7 (BTSETTLE, COND)
0.5 $''$	36.5	10.1	3.5 (COND)
0.8 $''$	58	10.34	3 (COND)
1 $''$	73	10.23	3 (COND)
1.5 $''$	110	11.22	2 (COND)

Notes. First lines (top) values are derived from SAM data, using DUSTY models (note that COND models agree within $1\text{--}2 M_{\text{Jup}}$ in most cases). The other values (bottom) are derived from ADI data, using COND03 or BT-SETTLE models.

HR 4796B. [Thebault et al. \(2010\)](#) investigated the possibility that the disk could be sculpted by HR 4796B, if orbiting on a rather eccentric orbit ($e \geq 0.45$) but again showed that, even under such conditions the outer profile would not be so steep. This is mainly because the companion star is not able to dynamically remove small grains from the outer regions at a pace that can compensate for their steady collisional production in the parent body ring.

An alternative explanation could be the presence of a close, unseen outer planet. We investigate this scenario using the new code developed by [Thebault \(2012\)](#) to study perturbed collisionally active debris disks. The code computes the motion of planetesimals submitted to the gravitational perturbation of a planet; and follows the evolution of small dust released through collisions among the planetesimals and submitted to radiation pressure and Poynting-Robertson effect (note that in the present case, radiation pressure largely drives the grains dynamics once produced). The configuration we consider is a narrow ring of large parent bodies, a birth ring of width ~ 8 AU centered on 71 AU.

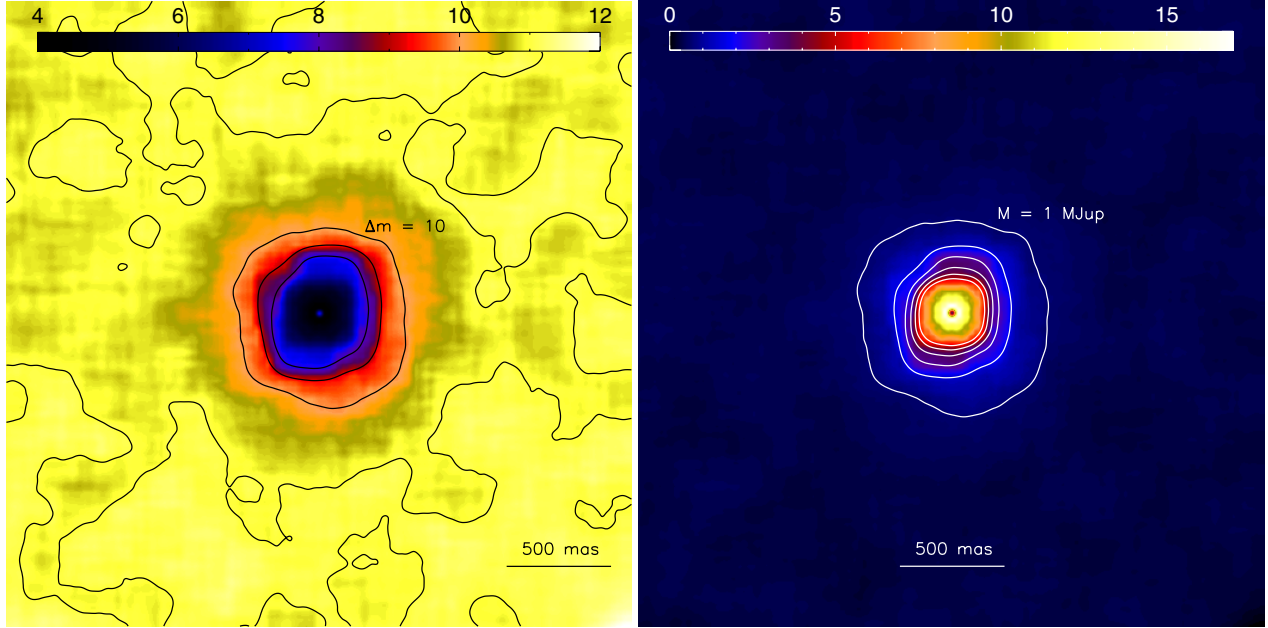


Fig. 14. 2D map of $5\text{-}\sigma$ detection limit of point-like structures around HR 4796B (April 6th), expressed in contrast (*left*), with contour-levels of 8 to 11 mag (step = 1 mag); and in Mass (*right*), with contour-levels of 1 to $6 M_{\text{Jup}}$ (step = $1 M_{\text{Jup}}$).

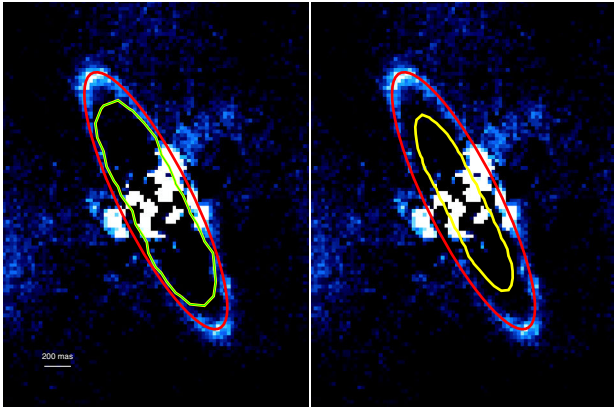


Fig. 15. Possible remaining locations of a planet inner to the disk that could produce an inner sharp edge at 77 AU given the present detections limits (*left*: case of a circular orbit; *right*: case of an elliptical orbit with $e = 0.1$). The possible locations are restricted to the region between the yellow curve and the red ellipse that mimics the disk itself. North is up, East to the left.

The collisional production and destruction rates of small grains (those which contribute to the luminosity beyond the main ring) in this parent body ring is parameterized by the average vertical optical depth within the main ring, taken to be $\tau = 5 \times 10^{-35}$. The resulting SBD (case face-on) is derived assuming grey scattering. It can be directly compared to the curve presented in Fig. 6 of Schneider et al (2009) paper (de-projected curve⁶).

For the perturbing planet’s mass, we consider 3 different values: $8 M_{\text{Jup}}$, $5 M_{\text{Jup}}$ and $3 M_{\text{Jup}}$, which are consistent with the constraints imposed by our observational non-detection. Note that $8 M_{\text{Jup}}$ is only marginally possible in a very narrow region along the disk’s semi-minor axis, but we have to keep in mind that the detection limits are derived from masses-brightness

⁵ For more detail on the procedure, see Thebault (2012).

⁶ The FWHM of the STIS PSF being quite narrow compared to the disk width, its impact is very limited.

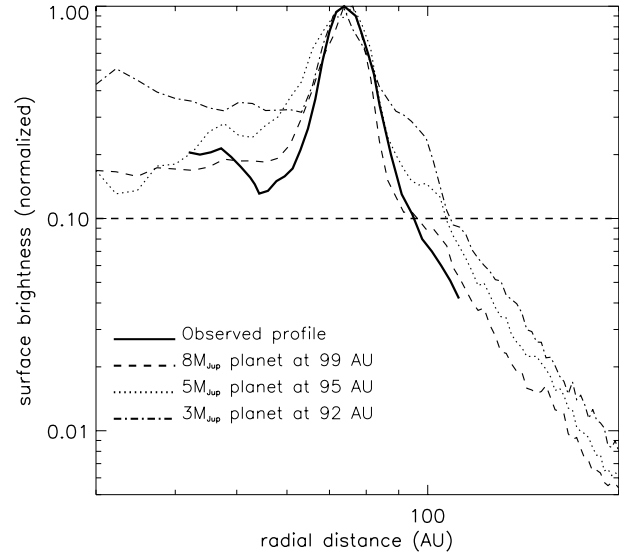


Fig. 16. Synthetic surface brightness profiles obtained, using Thebault (2012)’s numerical model, for 3 different masses of a putative perturbing outer planet: $8 M_{\text{Jup}}$, $5 M_{\text{Jup}}$ and $3 M_{\text{Jup}}$. For each case, the planet has a circular orbit and is placed as close as possible to the main ring of large parent bodies in order to truncate it at about 75 AU without destroying it (see text for more details). The observed profile, derived from Schneider et al. (2009), is shown for comparison. For each planet mass, we show the radial cut (i.e., for one position angle along the disk) that provides the best fit to this observed profile. The horizontal line delineates approximately the part (above this line) of the SBD accessible to the observations assuming a dynamical range of 10.

relationships that are debated at young ages. We assume a circular orbit for the planet (the most favorable case for cleaning out the region beyond the ring, see Thebault 2012) and place it as close as possible to the parent body ring, i.e., so that the outer edge of the observed ring (around 75 AU) corresponds to the outer limit for orbital stability imposed by planetary perturbations. This places the planet at a distance to the

central star comprised between 92 and ~ 99 AU depending on its mass.

In Fig. 16, we show the SBD obtained for such a configuration. Note that, for each planet mass, we are not showing an azimuthal average but the “best” radial cut, i.e. the one that gives the closest match to the deprojected NE side SBD obtained in Fig. 6 of Schneider et al. (2009). As can be clearly seen, the $8 M_{\text{Jup}}$ case provides a good fit to the observed profile: the maximum of the SBD roughly corresponds to the outer edge of the parent body disk and is followed by a very sharp brightness decrease, with a slope ≤ -10 between 75 and 95 AU, i.e. between brightnesses of 1 and 0.1, a range corresponding approximately to the dynamical range accessible to the available images. This is significantly steeper than the one that would be expected if no planet was present (-3.5 according to Thebault & Wu 2008) and is fully compatible with the observed sharp luminosity decrease.

Longwards 95 AU, the flux level is lower (≤ 0.1 ADU) and the SBD is flatter (slope ≈ -3.8). We also note a plateau inside the parent body ring at a level of ~ 0.2 , due to both the inward drift of small grains because of the Poynting-Robertson effect and to the dynamical injection of particles after close encounters with the planet. Of course, not too much significance should be given to the SBD obtained inwards of the disk since our simulations (focused on the outer regions) do not consider any inner planet shaping the inner edge of the disk. Nevertheless, they show that, should “something” have truncated the disk at around 67 AU in the past, then the effect of one external planet on such a truncated disk could lead to an SBD compatible with observations in the inner regions. For the $5 M_{\text{Jup}}$ case, the fit of the observed SBD is slightly degraded, but mostly in the region beyond 90 AU where flux levels are close to the 0.1 threshold. For the $3 M_{\text{Jup}}$ case, however, the fit gets very poor for almost the whole outer region (keeping in mind that we are here showing the best radial cut).

We conclude that a $8 M_{\text{Jup}}$ planet located on a circular orbit at ~ 25 AU from the main ring provides a satisfying fit (especially considering the non-negligible uncertainties regarding flux values far from the main ring) to the observed SBD. According to the derived detection limits, such a massive planet would have been detected almost everywhere except in a very narrow region along the disk’s semi-minor axis; however, we remind the uncertainties inherent to the models used to link planet masses and luminosities as a function of the system’s age. In any case, even a less massive perturber of e.g. $5 M_{\text{Jup}}$ would still give an acceptable fit of the observed luminosity profile. The external planet scenario thus seems the most likely one for shaping the outer regions of the disk. Of course, these results are still preliminary and should be taken with caution. A more thorough numerical investigation should be carried out, exploring a much wider parameter space for planet masses and orbit, as well as deriving other outputs that can be compared to observations, such as 2-D synthetic images. Such a large scale numerical study exceeds the scope of the present work and will be the purpose of a forthcoming paper. Note also that the more general issue of how planets shape collisionally active debris disks will be thoroughly investigated in a forthcoming paper (Thebault, in prep.).

8. Summary and future prospects

In this paper, we have provided the first high-resolution images of the HR 4796A disk at L' band. They allow us to see a narrow disk at almost all PA. As the technics used, Angular Differential Imaging is expected to impact the final disk shape and appearance, we have developed simulations to investigate quantitatively the impact of the reduction procedures on the disk

parameters. We conclude that the information on the inner part of the disk is significantly impacted, and that the procedure may in some cases (depending on the amplitude of rotation of the field of view), produce important artefacts. This is specially true for LOCI reduction, while classical ADI affects the data to a lower extent. We showed in particular that the streamers detected by Thalmann et al. (2011) at the outer edge of the disk are probably due to such artefacts.

Using both ADI and SAM data, we have derived unprecedented lower limits to the presence of planets/companions down to 25 mas from the star. The present data allowed then to put first interesting constraints on the location of the possible planet that could produce the inner edge of the disk. We showed that the planet responsible for the inner edge must be closer than 15 AU from the ring if located along or close to the semi-major axis. The forthcoming high dynamics instruments such as SPHERE on the VLT and GPI on GEMINI will allow to test this hypothesis with much more accuracy, and be able to actually detect this planet in most cases.

We have discussed several hypotheses to explain the sharp outer edge of the disk: gaseous disk, dynamically cold disk, planet on the outer edge. Using detailed simulations, we showed that a planet located outside the planetesimal ring could nicely reproduce the STIS data. Further simulations will help to better constrain the planet and parent bodies characteristics.

In any case, this work shows how disks characteristics can help constraining possible planet properties. A very important information can be brought by the dependence of the disk properties (ring width, SBD) as a function of wavelength. Resolved images in the future will be crucial to further understand this system.

Acknowledgements. We acknowledge financial support from the French Programme National de Planétologie (PNP, INSU). We also acknowledge support from the French National Research Agency (ANR) through project grant ANR10-BLANC0504-01 and ANR-2010-BLAN-0505-01 (EXOZODI). We also thank C. Marois, B. McIntosh and R. Galicher for discussing their L' Keck data with us. We also thank the anonymous referee for his/her helpful comments.

References

- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B. 2012, *Philos. Trans. Roy. Soc. A: Math. Phys. Engin. Sci.*, 370, 2765
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Augereau, J.-C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., et al. 2001, *A&A*, 370, 447
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Boccaletti, A., Augereau, J. C., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, *A&A*, 524, L1
- Chauvin, G., Lagrange, A. M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Chiang, E., Kite, E., Kalas, P., et al. 2009, *ApJ*, 693, 734
- Currie, T., Thalmann, T., Matsumura, S., et al. 2011, *ApJ*, 736, L33
- Debes, J. H., Weinberger, A. J., & Schneider, G. 2008, *ApJ*, 673, L191
- Golimovski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E., et al. 2006, *AJ*, 131, 3109
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2009, *ApJ*, 701, 804
- Jayawardhana, R., Fisher, R. S., Hartmann, L., et al. 1998, *ApJ*, 503, 79
- Jura, M. 1991, *ApJ*, 383, L79
- Jura, M., Zuckerman, B., Becklin, E. E., & Smith, R. C. 1993, *ApJ*, 418, L37
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kastner, J., Zuckerman, B., & Bessell, M. 2008, *A&A*, 491, 829
- Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W., & Backman, D. E. 1998, *ApJ*, 503, L83
- Tuthill, P., Lacour, S., Amico, P., et al. 2010, *SPIE*, 7735, 56
- Lacour, S., Tuthill, P., Amico, P., et al. 2011, *A&A*, 532, A72
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., et al. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2010, *ApJ*, 719, L497
- Lagrange, A. M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, L57
- Lagrange, A. M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012, *A&A*, 542, A40
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1996, *A&A*, 307, 542
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17

- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, SPIE, 4841, 944
- Li, A., & Lunine, J. I. 2003, ApJ, 590, L368
- Liseau, R. 1999, A&A, 348, 133
- Martin-Zaidi, C., Deleuil, M., Le Bourlot, J., et al. 2008, A&A, 484, 225
- McCaughrean, M. J., & Stauffer, J. R. 1994, AJ, 108, 1382
- Marois, C., Lafreniere, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, ApJ, 641, 556
- Marois, C., MacIntosh, B., Barman, T., et al. 2008, Science, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, Nature, 468, 1080
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, A&A, 545, A11
- Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., & Renaud, N. 1997, A&A, 324, 1083
- Mustill, A. J., & Wyatt, M. C. 2012, MNRAS, 419, 3074
- Quillen, A. 2006, MNRAS, 372, L14
- Tuthill, P., Lacour, S., Amico, P., et al. 2010, SPIE, 7735, 10
- Rodriguez, D. R., & Zuckerman, B. 2012, ApJ, 745, 147
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, SPIE, 4839, 140
- Schneider, G., Smith, B. A., & Becklin, E. E. 1999, ApJ, 513, L127
- Schneider, G., Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Debes, J. H., & Smith, B. A. 2009, AJ, 137, 53
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, Science, 226, 1421
- Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., Barrado, Y., & Navascues, D. 1995, ApJ, 454, 910
- Takeuchi, T., & Artymowicz, P. 2001, ApJ, 557, 990
- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, ApJ, 743, 6
- Thebault, P. 2012, A&A, 537, A65
- Thebault, P., & Wu, Y. 2008, A&A, 481, 713
- Thebault, P., Marzari, F., & Augereau, J.-C. 2010, A&A, 524, A13
- Van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Backman, D. E., et al. 2005, ApJ, 618, 385
- Wisdom, J. 1980, AJ, 85, 1122
- Wyatt, M. C., Dermott, S. F., & Telesco, C. M. 1999, ApJ, 527, 918

Annexe **E**

Demande de temps d'observation sur l'étoile HR4796 avec NaCo et le coronographe AGPM

Après la réinstallation de NaCo sur l'UT1, l'instrument est à nouveau disponible pour des observations à partir d'octobre 2014. J'ai donc rédigé une proposition d'observations visant à explorer des disques de débris très structurés comme HR 4796 avec le coronographe AGPM dans le but d'y détecter les planètes dont les structures trahissent potentiellement la présence. J'ai pour cela soigneusement sélectionné quatre étoiles à disque de débris et démontré le gain apporté par le coronographe sur les contraintes planétaires. Malheureusement, cette demande n'a pas été acceptée, étant donné la forte pression d'un facteur 10 sur l'UT1 après le retour sur le ciel de NaCo. L'argumentaire scientifique et la configuration instrumentale proposée sont détaillés ci-dessous.



APPLICATION FOR OBSERVING TIME

PERIOD: **94A**

Important Notice:

By submitting this proposal, the PI takes full responsibility for the content of the proposal, in particular with regard to the names of CoIs and the agreement to act according to the ESO policy and regulations, should observing time be granted.

1.	Title	Category: C-7																																								
	Deep search for giant planets in the innermost regions of stars with structured dusty disks																																									
2.	Abstract / Total Time Requested																																									
	<p>Total Amount of Time:</p> <p>Almost all planets detected with direct imaging orbit stars with structured disks. Therefore, probing the inner regions of such stars is essential to discover if a planetary system is shaping the circumstellar dust. The gravitational perturbation of giant planets is expected to create asymmetries by trapping dust in mean motion resonance, creating gaps, or other features such as sharp edges in the dust density distribution, although non-planet processes such as ISM sculpting can also occur. We propose here to search for giant planets around stars with structured debris disks, taking advantage of the AGPM coronagraph, which offers unprecedented detection performances in the L' band down to $0''.1$. We have carefully selected four young bright stars displaying very structured debris disks, likely to harbor Jupiter-mass planets. Our observations will significantly improve upon previous detection limits below $1''$.</p>																																									
3.	<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <thead> <tr> <th>Run</th> <th>Period</th> <th>Instrument</th> <th>Time</th> <th>Month</th> <th>Moon</th> <th>Seeing</th> <th>Sky</th> <th>Mode</th> <th>Type</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>A</td> <td>94</td> <td>NACO</td> <td>0.6n</td> <td>nov</td> <td>n</td> <td>1.0</td> <td>THN</td> <td>v</td> <td></td> </tr> <tr> <td>B</td> <td>94</td> <td>NACO</td> <td>0.2n</td> <td>jan</td> <td>n</td> <td>1.0</td> <td>THN</td> <td>v</td> <td></td> </tr> <tr> <td>C</td> <td>94</td> <td>NACO</td> <td>0.4n=2x0.4H2</td> <td>mar</td> <td>n</td> <td>1.0</td> <td>THN</td> <td>v</td> <td></td> </tr> </tbody> </table>		Run	Period	Instrument	Time	Month	Moon	Seeing	Sky	Mode	Type	A	94	NACO	0.6n	nov	n	1.0	THN	v		B	94	NACO	0.2n	jan	n	1.0	THN	v		C	94	NACO	0.4n=2x0.4H2	mar	n	1.0	THN	v	
Run	Period	Instrument	Time	Month	Moon	Seeing	Sky	Mode	Type																																	
A	94	NACO	0.6n	nov	n	1.0	THN	v																																		
B	94	NACO	0.2n	jan	n	1.0	THN	v																																		
C	94	NACO	0.4n=2x0.4H2	mar	n	1.0	THN	v																																		
4.	Number of nights/hours	Telescope(s)																																								
	<p>a) already awarded to this project:</p> <p>b) still required to complete this project:</p>																																									
5.	Special remarks:																																									
	<p>Although this proposal had been ranked in the 2nd quartile in period P93 (093.C-0206), it was not allocated time because NaCo was not available. On the specific case of HR 4796, we lost our awarded time in P92 (092.C-0046) for the same reason, and due to unexpected problems in the treatments of our accepted OBs in P90 this same target was not observed in this period. Note also that the next generation instruments SPHERE and GPI do not provide observations in the L' band, for which evolutionary models show much more favorable contrasts for young self-luminous planets with respect to the K band.</p>																																									
6.	Principal Investigator: jmilli																																									
6a.	Co-investigators:																																									
	<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tbody> <tr> <td style="width: 10%;">D.</td> <td style="width: 60%;">Mawet</td> <td style="width: 30%; text-align: right;">1261</td> </tr> <tr> <td>D.</td> <td>Mouillet</td> <td style="text-align: right;">1452</td> </tr> <tr> <td>A.M.</td> <td>Lagrange</td> <td style="text-align: right;">1452</td> </tr> <tr> <td>A.</td> <td>Boccaletti</td> <td style="text-align: right;">4843</td> </tr> </tbody> </table> <p><i>Following CoIs moved to the end of the document ...</i></p>		D.	Mawet	1261	D.	Mouillet	1452	A.M.	Lagrange	1452	A.	Boccaletti	4843																												
D.	Mawet	1261																																								
D.	Mouillet	1452																																								
A.M.	Lagrange	1452																																								
A.	Boccaletti	4843																																								

A – Scientific Rationale:

Among the few stars around which wide-orbit planets have been confirmed, all but one (GJ 504) are surrounded by debris disks. For instance, four planetary companions of 7 to 10 M_{Jup} were imaged around HR 8799 (Marois et al. 2008). More recently, a 4 – 5 M_{Jup} companion located at 62 AU from the star HD 95086 was detected with NaCo in the L' band (Rameau et al. 2013), while analysis of Herschel infrared images revealed a dusty disk with two belts, the cold outer one being resolved with an inner radius of 64 AU (Moor et al. 2013).

Those disks are thought to be planetary systems where planets have already formed so that the dust is not primordial but continuously produced by collisions among larger rocky bodies. Therefore, debris disks are obvious places to search for planets, especially those showing complex structures or asymmetries. This connection between the disk architecture and planets has been comforted by the specific case of β Pictoris. A warped component of the disk was initially attributed to the gravitational perturbation of a potential planet located on an inclined orbit (Mouillet et al, 1997; Augereau et al, 2001). The planet was later discovered (Lagrange et al. 2008), and the inclination of its orbit with respect to the disk confirmed (Lagrange et al. 2012).

Still many questions remain : do all structured debris disks contain giant planets and how did those planets form? The current detections confirm that giant planets form in a timescale of 10 Myrs before the gas in the disk has dissipated. Two mechanisms are considered. β Pic b and maybe HR8799e could have formed via core accretion (Pollack et al. 1996), unlike other young companions detected with high-contrast imaging on wider orbits, which have probably formed through gravitational instabilities within a disk (Cameron 1978), or through the fragmentation and collapse of a molecular cloud (Bate et al. 2002). Different formation mechanisms could even occur around the same star. To tackle those questions and bring new observational constraints by searching for giant planets possibly perturbing those disk, we have selected four stars hosting a debris disk with intriguing structures, for a deep search for giant planets.

- **HR4796** (A0V, 73 pc 8Myr) is a very exciting target showing a very structured dust ring with many asymmetries detailed on Fig. 2 left, especially a distortion and a dip (green arrow) also seen in images at other wavelengths (Thalmann et al. 2012). We estimated that if the observed signal was due to a planet, this planet would have a mass of about $2M_{Jup}$ (Lagrange et al. 2012). From a dynamical point of view, it could also be the planet responsible for the very sharp inner edge of the ring.
- **HD15115** (F2, 45.2 pc, 12Myr) shows an edge-on disk which is bowed, offset from the star and significantly brighter on one extension than on the other (Kalas et al. 2007, Debes et al. 2008), with evidence for a gap in the disk near 45 AU, potentially indicative of a planet (Rodigas et al. 2012).
- **HD 32297** (A0V, 112pc, 30Myr or less) is resembling β Pic with a warp and a complex and wavy surface brightness much larger on one side than on the other (Currie et al. 2012) (Fig. 1). Recent L' observations ruled out the presence of giant planets more massive than $8M_J$ beyond $0.5''$.
- **HD 61005** (G8, 34.5pc, 90Myr) displays a bright disk named "The Moth" due to its strong asymmetry and bow (Buenzli et al. 2010). The offset of the disk center from the star by around 3 AU and the very steep surface brightness both suggest a dynamical perturber.

B – Immediate Objective:

We propose here to focus on these four promising targets to search for the planets possibly responsible for the structures seen in their circumstellar dust. We will achieve unprecedented sensitivities in terms of mass below $0.8''$: from $5M_{Jup}$ (for HD 15115) to $10M_{Jup}$ (for HD 61005) at $0.3''$ (see Fig. 1). Not only will we much improve our current contrast limits (up to a factor 2), but we will also probe regions unexplored so far between $0.1''$ and $0.5''$ where deep saturated imaging even at L' with advanced star subtraction algorithms is not efficient enough to suppress the quasi-static speckle pattern originating from the imperfect optics (see the L' image of HR4796, Fig. 2 left).

In case of a detection, our aim is to 1) get the photometry at L' , to compare it to shorter wavelength observations that could be done with the next-generation instruments GPI or SPHERE, 2) study the dynamical interactions between the planet and the disk, 3) test the current planetary formation theories. In case of non detection, we will bring new constraints on the mass of any perturbing body.

On the specific case of HR4796, we could already exclude the presence of massive planetary companions above $3.5M_{Jup}$ sculpting the inner edge of the ring along the semi-major axis but we did not have good constraints along the semi-minor axis located at $0.3''$. We want now to probe planets in this region and test whether some intriguing point sources revealed in our previous images at the noise level are confirmed. For these reasons we ask for 2 runs on this specific target, and will combine the data of both epochs to reach even better sensitivities (Fig. 1, brown dotted line), a method already successful on β Pictoris(Milli $etal.submitted$).

In the search for young planets at very short separations, the L' band provides a very favorable contrast according to evolutionary models. Our experience of NaCo in this band with pupil stabilization and the AGPM coronagraph clearly shows that this is the ideal configuration for such a goal. We target indeed a region between $0.1''$ and $0.8''$ dominated by speckle noise rather than background noise, so we take full benefit of the high starlight rejection of the coronagraph (1:50 on the peak, Mawet et al. 2013) without suffering from the increased background at L' .

Description of the proposed programme (continued)

We observed during the science verification of the AGPM coronagraph the star β Pictoris (Fig. 1, right) and obtained the best SNR on the planet (Absil et al. 2013). Our measured 5σ contrast in L' using an advanced star subtraction algorithm based on Principal Component Analysis was 7.8 mag at the inner working angle of the coronagraph ($0.1''$) and 10.8 mag at $0.5''$. Fig. 1 shows how these sensitivity levels translate in planetary masses. This is up to 5 Jupiter masses below deep non-coronagraphic images of the same star (dashed line, average of 5 deep and good-quality data sets from ESO archive between 2009 and 2012). As all our targets are bright enough for the adaptive optics to yield its best correction (around 70% Strehl in L'), and as we plan to get as much field rotation as on β Pictoris, we will get the same contrast.

As demonstrated in other cases (see for instance Fig 2 and references in the caption), a careful forward modeling make it possible to subtract the disk down to the stellar halo residual noise, without degrading the point-like companion detection capability.

Attachments (Figures)

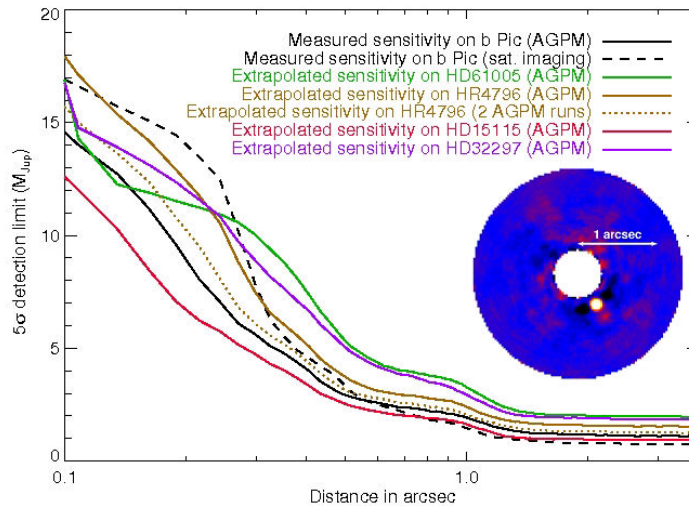


Fig. 1: Detection limits obtained with the AGPM coronagraph on β Pictoris (plain black line) from Absil et al. (2013) compared to the non-coronagraphic detection limits (dashed line) from the average of 6 saturated observations with NaCo (Milli et al. submitted). We transposed the AGPM contrast to our targets (colored plain lines) using the BTSETTL 2011 evolutionary models. Right image: β Pictoris detection with the AGPM coronagraph (best SNR ever obtained, Absil et al. 2013)

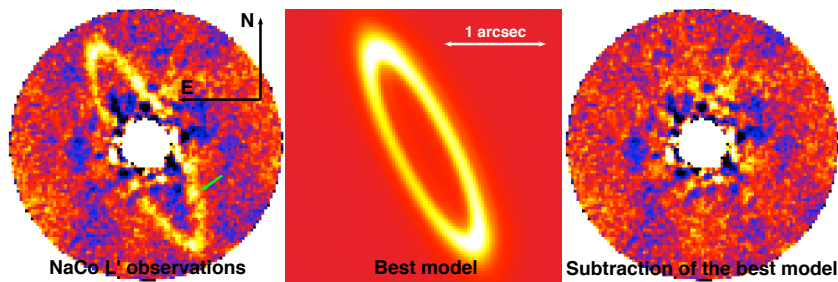


Fig. 2: New reduction of the NaCo L' observations of Lagrange et al. (2012) with disk forward modeling in order to subtract the best disk model and reveal point sources or sharp features in the disk (Milli et al. in preparation). A similar technique was used to reveal the innermost regions of β Pictoris down to $0.4''$ (Milli et al. submitted to A&A) and it was also used on the edge-on disk HIP 79977 by Thalmann et al (2013).

Lunar Phase Justification: We are performing adaptive optics observations in the L' -band which is limited by the bright stellar halo. Bright time is therefore acceptable.

Time Justification: (including seeing overhead) Deep imaging at L' in angular differential imaging (ADI in pupil tracking mode) requires observing times long enough to allow a sufficient rotation of the field of view in order to minimize self subtraction. This is even more critical at short separations where the field rotation in terms of resolution elements ($= \lambda/D$) becomes slow. For a minimum of 60° of field rotation (more than one resolution element at the coronagraph inner working angle), this translates into observing times of less than 1h for HD 61005, 1.5h for HR 4796 and 2.5h for both HD 32297 and HD 15115 for observations performed when the star passes the meridian. Concerning HR4796, we will repeat the observations twice (on 2 different nights since we always want to observe at meridian) in order to combine both data sets and reach a sensitivity of $6M_{Jup}$ at $0.3''$ (Fig. 2 left). Combining 2 or more uncorrelated data sets enables to gain in contrast as proven it on β Pictoris by combining 7 different data sets separated by more than 4 years (Milli et al. submitted).

Our experience of the AGPM coronagraph highlighted the need for regular checks of the centering of the star on the coronagraph and the need for close-loop sky images rather than open-loop sky images to optimize the background subtraction. Each night, we will observe each target off the coronagraph and without saturation at the beginning and at the end of each sequence to provide a photometric reference and an off-axis PSF for fake planet injection (30min in total).

One astrometric calibration OB (30 min during run B) will be observed to calibrate the detector platescale and orientation with respect to the sky (θ Ori C or IDS1307).

Due to observability constraints, the observations are split in 3 runs, one in November for HD15115 and HD32297 (run A), one between December and February for HD 61005 (run B), and one in March for HR4796 (run C). Including 30min overheads for each target, we require $3+3=6h$ for the run A, 2h for the run B and $2 \times 2h=4h$ for the run C, or 12h in total.

8a. Telescope Justification:

Currently, the AGPM coronagraph is only available on NaCo in the southern hemisphere. It allows L' band contrast down to 7.5 mag at $0.1''$. The L' band is key to achieve the best sensitivity in terms of planetary masses. It also provides very good adaptive optics correction, essential for good coronagraphic performances, whereas SPHERE will not cover this wavelength range. Depending on the target properties (age, distance and magnitude), it is worth noting that sensitivities in terms of planetary mass might be similar or even better with NaCo at L' than with SPHERE or GPI at Ks due to the large K-L color predicted for young planets by the evolutionary models.

8b. Observing Mode Justification (visitor or service):

Coronagraphic observations with the AGPM in pupil tracking is only offered in visitor mode since the centering of the star on the coronagraph is critical for a good starlight rejection. Our team including NaCo experts and astronomers involved in the development of the AGPM possesses all the needed skills to perform the challenging visitor mode coronagraphic observations. This will also give us some flexibility to adapt the duty cycle for the evaluation of the sky to the background stability, a key parameter to reach a high contrast in background limited regions. Delegated visitor mode in March 2015 will be ideal in coordination with J. Milli (PI), J. Girard, Z. Wahhaj and D. Mawet (all coIs), who are all staff or fellow astronomers at ESO.

8c. Calibration Request:

Standard Calibration

- 60.A-9800: Science verification of the AGPM coronagraph on β Pictoris. 1 paper published (Absil et al. 2013), 1 paper submitted (Milli et al. 2014)
- 091.C-0234 : Characterizing the dusty disk of HR 4796A and its grain properties. Paper to be submitted (Milli et al. 2014)
- 291.C-5023 : Confirmation and characterization of HD 95086 system with NaCo at VLT. Paper published (Rameau et al. 2013)
- 091.C-0654. Probing the core-accretion formation region around a unique sample of young and very nearby stars (Part I). Service observation time (16h) on VLT/NaCo. Data taken in spring and summer 2013. Paper in preparation.
- 088.C-0358 : Constraining the physical, orbital and atmospheric properties of the young planet β Pictoris b. 3 papers published, 1 submitted (2014). Proposals accepted in P92 and P93 but not performed
- 385.C-0390; 087.C-043: NaCo search for faint companions around early-type stars. Results published in Chauvin et al. (2010) and Rameau et al. (2013)

9a. ESO Archive - Are the data requested by this proposal in the ESO Archive (<http://archive.eso.org>)? If so, explain the need for new data.

No AGPM data are yet available on these sources. Non-coronagraphic L' observations of all targets with VLT/NACO in ADI mode are available in the archive and involved some of the Co-Is. The performance of the AGPM as demonstrated on the star β Pictoris (Fig. 1), the careful selection of bright targets with at least 60° of field rotation and the use of advanced ADI data reduction techniques will yield higher detection limits and probe regions around those stars unexplored so far without the help of a coronagraph. Furthermore, we plan to combine the existing archival data with these new AGPM data in an attempt to further increase our sensitivity to planetary objects, as demonstrated in Milli et al (submitted).

9b. GTO/Public Survey Duplications:

No GTO programs involved high-contrast observations with the AGPM coronagraph. Its level of performance will probe a different parameter space than requested in GTO programs.

10. Applicant's publications related to the subject of this application during the last 2 years

- Milli, J., Lagrange A.-M., et al, 2014, A&A submitted: *Very deep images of the innermost regions of the β Pictoris debris disc at L'*
- Milli, J., Mawet D., et al, to be submitted to A&A : *New constraints on the dust surrounding HR 4796A*
- Mawet D., Absil O., et al., 2013, A&A 552, 13: *L-band AGPM vector vortex coronagraph first light on VLT/NACO*
- Absil O., Milli J. et al., 2013, A&A, 559, L12,: *Searching for companions down to 2 AU from β Pictoris using the L' -band AGPM coronagraph on VLT/NACO*
- Boccaletti A., Lagrange A.-M., et al., 2013, A&A 551, 14: *Independent confirmation of β Pictoris b imaging with NICI*
- Rameau, J., et al, 2013, A&A, 779, L26: *Confirmation of the Planet around HD 95086 by Direct Imaging*
- Boccaletti A., et al., 2012, A&A, 544, 85: *Morphology of the very inclined debris disk around HD32297*
- Rameau J., Chauvin G., Lagrange A.-M., et al., 2012, A&A, 546, 24: *High-contrast imaging of the close environment of HD 142527. VLT/NaCo adaptive optics thermal and angular differential imaging*
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., 2012, A&A 542, 41: *Orbital characterization of the β Pictoris b giant planet*
- Lagrange A.-M., Milli J., et al., 2012, A&A 546, 38: *An insight in the surroundings of HR4796*
- Lagrange A.-M., Boccaletti A., et al., 2012, A&A 542, 40: *The position of β Pictoris b position relative to the debris disk*
- Mawet D., Absil O., et al., 2012, A&A 544, 131: *Direct imaging of extra-solar planets in star forming regions. Lessons learned from a false positive around IM Lupi*
- Mawet D., et al., 2012, SPIE 8442, 844204-21: *Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems*

Annexe **F**

Demande de temps d'observation sur l'étoile HR4796 avec NaCo en mode polarimétrique

Je présente ci-dessous la proposition d'observations de HR 4796 en polarimétrie avec NaCo, rédigée pendant ma première année de thèse. J'ai pu ainsi pour cette étude et pendant mes trois ans de thèse, découvrir l'ensemble des étapes de la production scientifique, depuis l'écriture de la demande de temps de télescope, jusqu'à la réalisation des observations, le traitement des données, l'analyse des résultats et leur publication scientifique (section 3.2.3).



APPLICATION FOR OBSERVING TIME

PERIOD: **91A**

Important Notice:

By submitting this proposal, the PI takes full responsibility for the content of the proposal, in particular with regard to the names of CoIs and the agreement to act according to the ESO policy and regulations, should observing time be granted.

<p>1. Title</p> <p>Characterizing the dusty disk of HR 4796A and its grain properties</p>	<p>Category: C-6</p>																														
<p>2. Abstract / Total Time Requested</p> <p>Total Amount of Time: 0.3 nights VM, 4 hours SM</p> <p>HR 4796A is a well-structured circumstellar disk shaped as an annulus with many peculiarities: very sharp inner and outer edges, brightness asymmetries, center offset and suspected distortions in the ring. Through dynamical simulations, we inferred that 2 giant planets located on each side of the ring could be responsible for the dust confinement but little is known about the dust properties: size distribution, shape, composition, orientation. To build up a complete model of the disk, we need to constrain those properties and probe the innermost parts of the ring at high angular resolution. For this purpose, we propose here to observe HR 4796A in polarimetric differential imaging (PDI) in Ks and L'. We also propose to exploit the upgraded capabilities of VISIR and obtain images in N and Q band in order to characterize the larger micro-metric grains that trace much better the population of large bodies within the ring.</p>																															
<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <thead> <tr> <th style="text-align: left;">3. Run</th> <th style="text-align: left;">Period</th> <th style="text-align: left;">Instrument</th> <th style="text-align: left;">Time</th> <th style="text-align: left;">Month</th> <th style="text-align: left;">Moon</th> <th style="text-align: left;">Seeing</th> <th style="text-align: left;">Sky</th> <th style="text-align: left;">Mode</th> <th style="text-align: left;">Type</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>A</td> <td>91</td> <td>NACO</td> <td>4h</td> <td>apr</td> <td>n</td> <td>0.8</td> <td>THN</td> <td>s</td> <td></td> </tr> <tr> <td>B</td> <td>91</td> <td>VISIR</td> <td>0.3n</td> <td>apr</td> <td>n</td> <td>1.0</td> <td>CLR</td> <td>v</td> <td></td> </tr> </tbody> </table>		3. Run	Period	Instrument	Time	Month	Moon	Seeing	Sky	Mode	Type	A	91	NACO	4h	apr	n	0.8	THN	s		B	91	VISIR	0.3n	apr	n	1.0	CLR	v	
3. Run	Period	Instrument	Time	Month	Moon	Seeing	Sky	Mode	Type																						
A	91	NACO	4h	apr	n	0.8	THN	s																							
B	91	VISIR	0.3n	apr	n	1.0	CLR	v																							
<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <thead> <tr> <th style="text-align: left;">4. Number of nights/hours</th> <th style="text-align: left;">Telescope(s)</th> <th style="text-align: left;">Amount of time</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>a) already awarded to this project:</td> <td></td> <td></td> </tr> <tr> <td>b) still required to complete this project:</td> <td></td> <td></td> </tr> </tbody> </table>		4. Number of nights/hours	Telescope(s)	Amount of time	a) already awarded to this project:			b) still required to complete this project:																							
4. Number of nights/hours	Telescope(s)	Amount of time																													
a) already awarded to this project:																															
b) still required to complete this project:																															
<p>5. Special remarks:</p> <p>These data are important for the PI current PhD thesis. Furthermore, it might be the last chance to take take precious data at L' with NaCo before decommissioning.</p>																															
<p>6. Principal Investigator: Julien Milli, julien.milli@obs.ujf-grenoble.fr, F, Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble</p>																															
<p>6a. Co-investigators:</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tbody> <tr> <td style="width: 10%;">D.</td> <td style="width: 30%;">Mouillet</td> <td>Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F</td> </tr> <tr> <td>D.</td> <td>Mawet</td> <td>ESO Office Santiago, ESO</td> </tr> <tr> <td>A.M.</td> <td>Lagrange</td> <td>Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F</td> </tr> <tr> <td>J.C.</td> <td>Augereau</td> <td>Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F</td> </tr> </tbody> </table> <p><i>Following CoIs moved to the end of the document ...</i></p>		D.	Mouillet	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F	D.	Mawet	ESO Office Santiago, ESO	A.M.	Lagrange	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F	J.C.	Augereau	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F																		
D.	Mouillet	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F																													
D.	Mawet	ESO Office Santiago, ESO																													
A.M.	Lagrange	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F																													
J.C.	Augereau	Laboratoire d'astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, F																													

A – Scientific Rationale:

The study of debris disks is essential to understand the formation and existence of planetary systems as they are seen as leftovers from planetary formation. Since the imaging of a debris disk around β Pictoris in the 80's (Smith & Terrile 1984, Science 226, 1421), around 25 debris have been resolved in NIR or visible.

HR 4796A is a particularly interesting system, consisting of an early-type (A0), young (8 ± 2 Myr), close-by star (73.0 ± 1.8 pc) surrounded by dust, identified in the early 90s (Jura, 1991) and resolved at mid-IR from the ground (Koerner, 1998, and Jayawardhana, 1998), at near-IR with NICMOS on the HST (Schneider et al. 1999) as well as from the ground, coupling coronagraphy with adaptive optics (Augereau et al. 1999, Thalmann et al. 2011). The dust shapes as a narrow ring inclined at 76° , with steep inner and outer edges. We proposed that the shape of the inner and outer edges of the dust ring could be due to two unseen planets shaping the disk (Lagrange et al. 2012).

However, no planet has been detected so far. In our data obtained at L-band with NaCo (Lagrange et al. 2012) in Angular Differential Imaging (ADI), the disk ring is well resolved and we were able to put constraints on the mass and separation of any planet possibly responsible for the inner disk steep edge. For instance, no planet is detected around the star, with masses as low as $3.5M_{Jup}$ at $0.5''$ (58 AU) and less than $3M_{Jup}$ in the 0.8 - $1''$ range along the semi-major axis. Constraints on the semi-minor axis are not as tight due to the very small angular distance to the star ($\sim 0.2''$). Information on the dust location along that semi-minor axis where ADI shows biases is now crucial in order to detect inhomogeneities indicating dynamical perturbations to confirm/infirm the presence of an inner planet. Using PDI on an 8m class telescope without occulting masks is an efficient way to analyze circumstellar matter very close to the central star, within $1''$, where ADI is biased due to the problem of disk self-subtraction (Milli et al, 2012). PDI observing mode with VLT/NaCo was already a successful imaging technique on 2 transitional disks HD 100546 and HD 97048 (Quanz et al, 2011). These papers proved that this technique is very efficient to probe disks inner regions as close as $0.1''$ even with modest fractional polarization (14%). For debris disks, AU Mic exhibits a fractional polarized flux as high as 35% at 50 AU (Fitzgerald et al 2007) and PDI data in H band obtained at the AEOS telescope (Hinkley et al. 2009) show a polarization fraction of $44 \pm 5\%$ in the North East ansa of HR 4796A at 73 AU ($1''$). Moreover, new high contrast reduction procedures (Soummer et al. 2012) of our L' data show now evidence for brightness asymmetries, with a North West side brighter than the South East side (see Fig. 1) that could be due to anisotropic scattering. Pericenter glow was already put forward to account for a North East / South West asymmetry by Moerchen et al. (2010) but constraints on the anisotropic scattering coefficient are still loose.

In addition, PDI is also required in combination with the disk SED to constrain dust properties and break degeneracies from SED modeling alone. The resolved scattered light images give access to the dust location and the total scattered flux while the polarimetric information adds constraints on the grain properties such as porosity and size or composition. Early modeling showed that at least 2 components were required to explain the shape of the SED: a cold population of amorphous grains corresponding to the ring observed in scattered light plus a hotter one with properties more similar to cometary grains.

Concerning the sharp outer edge, dynamical and collisional simulations with a recent numerical code show that a giant planet with a mass of about $5 M_{Jup}$ orbiting well outside the ring (100 AU) could sharpen the disk outer edge and reproduce the steep slope of the surface brightness distribution (Lagrange et al. 2012). The location and size of the parent bodies are a critical parameter for these simulations that can be deduced from longer wavelength and high resolution observations, such as N and Q images, tracing larger grains less sensitive to the radiation pressure.

B – Immediate Objective:

The immediate objective can be decomposed as follows:

1. To characterize the grain properties in order to revisit our HR 4796A disk model (Augereau et al 1999). We want to model as completely as possible with the existing SED, thermal and scattered-light images the disk of HR 4796A. Polarimetric data is essential for that purpose to break SED degeneracies and bring crucial information on grain sizes, composition, orientations. High angular resolution N and Q data are also required for this modeling, in particular for the modeling of the hotter grain component. We want to compare those models of dust populations with existing data from other, more extended, debris disks such as β Pic (Graham 2007) and AU Mic (Fitzgerald et al. 2007) to understand the different evolution stages.

2. To constrain the location of the outermost parent body population through N and Q images. Longer wavelength data will help us to understand the location of larger grains (size of 1 to $3\mu\text{m}$) less sensitive to the radiation pressure thus closer to the parent planetesimal belts. This input is precious for our dynamical and collisional numerical simulations. The upgrade of VISIR will provide high sensitivity images to reach that goal. They will also help us to confirm structures and asymmetries discovered in scattered light.

3. To probe the innermost parts of the disk. The inner working angle of NaCo in PDI will give access to regions along the semi-minor axis of the annulus between 0.1 and $1''$ where ADI display strong biases due to self subtraction to confirm or dismiss the structures detected in classical imaging in the cold ring of HR 4796A. Such a close vicinity of the star has indeed already been achieved (e.g. Quanz et al 2011, Apai et al 2004, see

Description of the proposed programme (continued)

Fig. 2). These data will also enable to probe the innermost environment of the star within $0.2''$ where a warm dust population is inferred from SED modeling (Augereau et al. 1999)

Attachments (Figures)

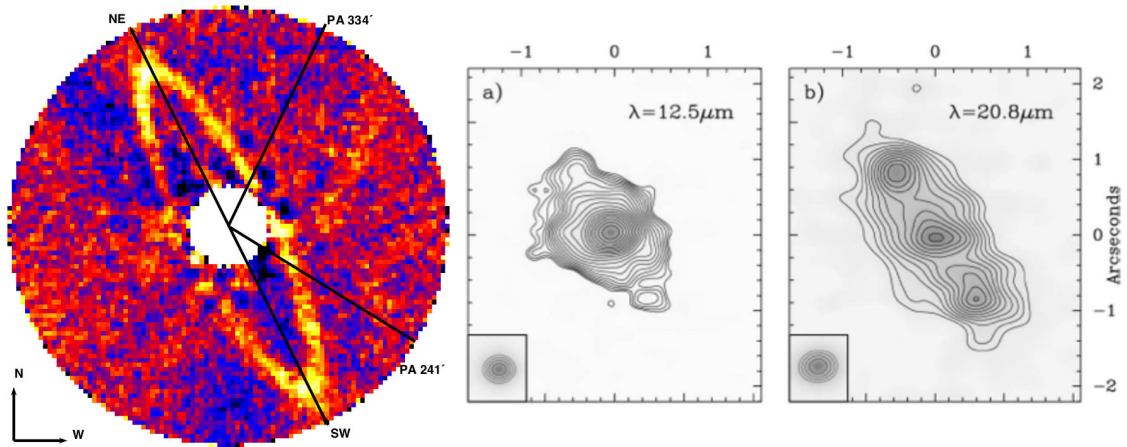


Fig. 1: Left: L' band image of HR4796 obtained in April 2010 with NaCo ADI. Right: KECK / MIRLIN contour maps of HR 4796A at IR wavelengths from Wahhaj et al. 2004. (a) Emission at $\lambda = 12.5\mu\text{m}$. Lowest contour is at the 2σ level (32 mJy/arcsec^2). The peak brightness is $723 \pm 44 \text{ mJy/arcsec}^2$ (b) Emission at $\lambda = 20.8\mu\text{m}$ with 1σ (47 mJy/arcsec^2) contour intervals and contours starting at the 2σ level. The peak brightness in the ansae is 629 mJy/arcsec^2 and 668 mJy/arcsec^2 in the center.

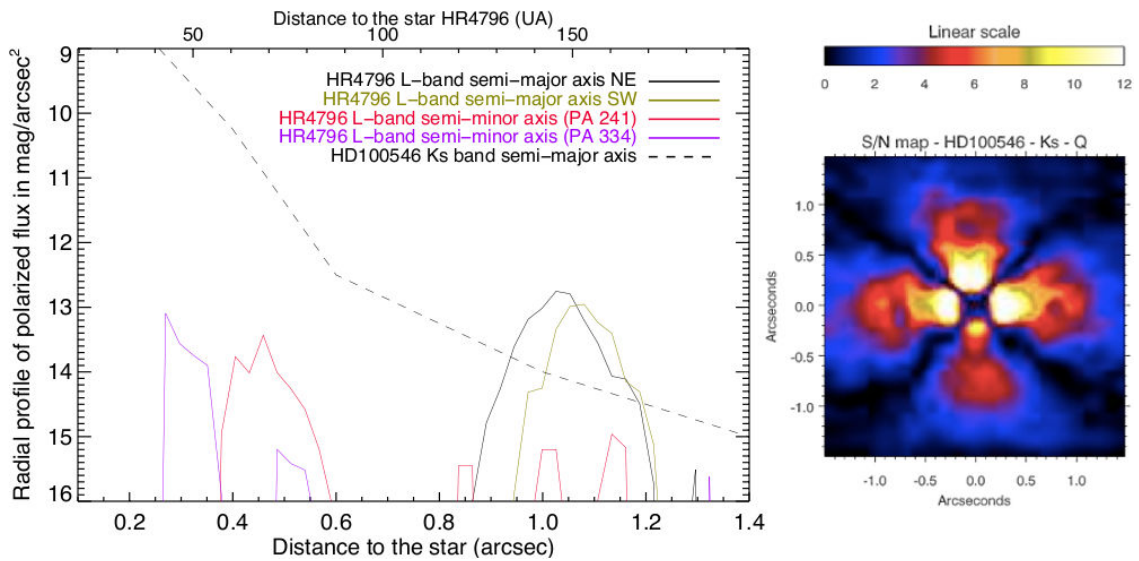


Fig. 2: Estimation of the radial surface brightness profiles for the semi-major and semi-minor axes of the HR 4796 disk using our non polarimetric L' band profiles with the assumption of a 40% polarized flux. The polarimetric brightness profile of HD100546 ($V=6.7$) obtained by Quanz et al in Ks has been overplotted for comparison. Right: S/N maps of the Stokes Q for HD100546 obtained in the Ks filter with a 30min total integration time, based on the variations between ordinary and extraordinary beams. The major axis of the disk runs horizontally. We see that HD100546 is detected with a S/N above 10 between 0.3 and 0.5'' along the semi-major axis.

Lunar Phase Justification: This program can be executed at any lunar phase.

Time Justification: (including seeing overhead)

1) NaCo PDI : Based on our NaCo L' image, the azimuthally averaged flux of HR4796 is $13.2 \text{ mag/arcsec}^2$ and its peak value is 12.1 in the North West ansa. Assuming a 40% polarized fraction (lowest bound of Hinkley et al. 2009) , this corresponds to a polarized flux of respectively 13.9 and $12.8 \text{ mag/arcsec}^2$. This intense flux in the ansae can be clearly detected, as shown Fig. 2, where the polarized flux of HD 100546 in Ks has been overplotted for comparison. Along the semi-minor axis (red and purple curves), HR 4796 is fainter than HD 1005456 but the conservative S/N of 10 reached between 0.3 and 0.5" by Quanz et al (Fig. 2 right) suggests the disk will be detected at more than 1σ above 0.4" in 30 min, and anisotropic scattering should further enhance the flux along that axis. With the minimal DIT of 0.35s, the Wollaston prism and a pixel size of 27mas, the detector will be slightly saturated. The Wollaston prisms splits the beam into two beams separated by 2.97" in L', this is enough to detail the full extension of the HR4796 disk. To get full polarization cycles, we will use the retarder half-wave plate at 4 positions (0° , 22.5° , 45° and 67.5°) and a dithering pattern along the Wollaston mask to allow background subtraction. We will perform those deep observation cycles during 1 hr in the Ks and L' band to achieve a higher S/N. To flux-calibrate the image, we will get unsaturated images with the neutral density filter and observe the unpolarized reference star HD 102438 to serve as a polarimetric zero point. Including the overheads of around 40%, we request 4 hours to perform our observations.

2) N and Q images: The disk has an estimated total flux of 307 mJy at $7.9 \mu\text{m}$ in the N band (Wahhaj et al. 2004) and 907 mJy at $18.2 \mu\text{m}$ in the Q band (Telesco et al. 2000). It will be easy to detect with VISIR, which has a sensitivity of down to 5 mJy at 10σ in 1h in PAH1. This filter offers the best sensitivity and best angular resolution. The quoted sensitivity concerns the old detector and is likely to be better for the Aquarius detector. To get color information, we will also obtain images in one of the most sensitive Q band filter: Q2. The difficulty lies in the stability of the PSF of the VLT since it shows artifacts lasting a few hundreds of milliseconds within random time intervals of a few seconds. These features can only now be dismissed using VISIR in burst mode in order to freeze the turbulence. We will utilize shift-and-add to correct for tip-tilt as well as lucky imaging techniques during the data processing, as the the star is bright enough for that processing. We need for that purpose the smallest scale available on VISIR (45 mas/pixel). Therefore each observation block will consist in several thousands of individual frames and will last for about 30 min. To remove the star flux, we will use a bright photometric standard star (50Jy). The PSF observations shall last in total 20 min (on source integration 12min). For the two filters we end up with a total of 80 min, e.g. 2hours including overheads.

8a. Telescope Justification:

We want to resolve faint spatial structure within 0. 2" for a target with a declination of -39° therefore we require the sensitivity and especially the resolving power of a 10-m class telescope in the southern hemisphere.

1) A high performance AO system, along with polarimetric imaging in near infra-red is currently a unique capability offered by a southern hemisphere telescope. In L' band it might be the last chance to get this data before decommissioning of NaCo. We want to observe the disk in polarimetry and in two bands to get color and polarimetric properties of the dust particles surrounding HR4796.

2) Given its sensibility, VISIR will provide the best mid-IR data ever obtained on the system. If the new coronagraphic and pupil-stabilized modes are already available, we would like to exploit these new capabilities to improve even more the image quality and contrast. It would provide an inner working angle down to λ/D and a better subtraction of quasi-static speckles. The success of the program does not depend on the availability of those modes though.

8b. Observing Mode Justification (visitor or service):

NaCo PDI observations can be carried out in service mode to benefit from the best available atmospheric conditions. We request the visitor observing mode for VISIR observations to be able to use the Burst read out mode. Moreover, we would like to use the new VISIR observing modes (coronagraphy / pupil-stabilized) if they are available, in a shared-risk mode.

8c. Calibration Request:

Standard Calibration

D. Mawet, ESO staff astronomer, has a strong experience in high-contrast imaging with NaCo. He is also a member of the VISIR upgrade team who will be responsible for the implementation of the new VISIR observing modes at Paranal. D. Mouillet is responsible for SPHERE integration at IPAG.

Here are some related references to previous use of ESO telescopes:

- 088.C-0358 : Constraining the physical, orbital and atmospheric properties of the young planet β Pictoris b. One paper published, 1 paper in prep.
- 380.C-0910, 084.C-0444, and 287.C-5040: comprehensive NaCo data set on IM Lup reduced and result published in Direct imaging of extra-solar planets in star forming regions. Lessons learned from a false positive around IM Lupi, Mawet D. et al. 2012.
- 385.C-0390; 087.C-043: NaCo search for faint companions around early-type stars. 2 paper published
- 088.C-0266 : PIONIER deep imaging of the inner environment of emblematic young nearby stars β Pictoris and AU Mic: paper in preparation
- 087.C-0431: Constraining the outer environment of AF Main Sequence stars hosting RV planets: one paper published
- 184.C-0815 Harps search for planets around A-F type stars : 3 paper published, 2 more papers expected.

9a. ESO Archive - Are the data requested by this proposal in the ESO Archive (<http://archive.eso.org>)? If so, explain the need for new data.

Old NACO polarimetry data (2003) exist for HR 4796A, but cover a total integration time of 5 minutes (H-band) and 10 minutes (Ks-band) without possibility to calibrate instrumental polarization since the the half-wave plate was not installed.

Old VISIR data in Q also exist but the VISIR upgrade will provide a major increase in sensibility.

9b. GTO/Public Survey Duplications:

10. Applicant's publications related to the subject of this application during the last 2 years

Lagrange, A.-M., Milli J. , 2012, A&A, in press: New insight in the HR4796 disk

Milli J., Mouillet D., 2012, A&A, 545, 111: Impact of angular differential imaging on circumstellar disk images

Lagrange, A.-M., Boccaletti A., 2012, A&A, in press: β Pic b position relative to the Debris Disk

Boccaletti A., Augereau J.-C., 2012, A&A, 544, 85: Morphology of the very inclined debris disk around HD32297

Chauvin, G., Lagrange, A.-M., 2012, A&A, 542, 41: Orbital characterization of the β Pictoris b giant planet

Mawet D., Absil O., 2012, A&A, 544, 131: Direct imaging of extra-solar planets in star forming regions. Lessons learned from a false positive around IM Lupi

Mawet D., et al., 2012, in press, arXiv:1207.5481: Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems

Mawet D., Mennesson B., 2011, ApJ 738, 12: A Dim Candidate Companion to epsilon Cephei

Chauvin G., Lagrange A.-M., 2010, A&A, 509, 52: Deep Imaging Survey of Young Nearby Austral Stars: VLT/NACO coronagraphic near infrared survey

La simulation de SPHERE avec CAOS

CAOS est un outil programmé avec le langage IDL qui permet de simuler les performances d'une optique adaptative. Il est conçu de manière modulaire pour pouvoir s'adapter ainsi à différents instruments. SPHERE en est un exemple. Il est basé sur le principe de l'imagerie différentielle entre deux canaux instrumentaux (par exemple deux canaux spectraux ou deux canaux polarimétriques) ainsi que deux images prises à des instants différents, correspondant à une étoile et sa référence. Il contient différents modules qui s'enchaînent en cascade pour simuler une configuration instrumentale. Je décris ici brièvement les modules sur lesquels j'ai été amené à travailler.

Le premier module permet de paramétrer la turbulence atmosphérique et la correction apportée par le système d'OA. La force de la turbulence est déterminée par l'échelle externe de la turbulence, le seeing et la direction et vitesse du vent pour chacune des couches turbulentes (j'ai utilisé en général trois couches turbulentes situées à 0, 1 et 10 km d'altitude). Les performances de l'OA sont déterminées par la magnitude de l'étoile, sa hauteur et la longueur d'onde d'imagerie. Ce module simule ensuite la correction de l'OA en prenant en compte les principales sources d'erreur résumées par l'équation 1.4. Il crée en sortie des écrans de phase correspondant à des réalisations turbulentes. Le nombre de réalisations turbulentes est un paramètre important puisqu'il est nécessaire de calculer la moyenne de suffisamment de réalisations pour obtenir un halo turbulent similaire à celui obtenu pour une pose de quelques secondes. En contrepartie, le temps de calcul est directement lié au nombre d'écrans de phase utilisés. Les résultats montrent qu'une centaine d'écrans de phase sont suffisants pour bien prendre en compte cet effet.

Le second module utilise le résultat produit précédemment pour y ajouter des aberrations statiques et différentielles entre les deux canaux d'imagerie et les deux images (l'étoile et sa référence). Les aberrations statiques sont dues aux optiques du télescope (miroirs M1, M2 et M3) ainsi qu'aux optiques présentes dans le CPI en amont du coronographe. La qualité de chaque pièce optique ou groupe de pièce optique est quantifiée par sa densité spectrale de puissance, mesurée lorsque cela est possible, ou simulée par une loi puissance en accord avec les spécifications. D'autres termes d'erreurs sont ajoutés à ce stade : des aberrations provenant de l'instrument, des aberrations provenant des erreurs non vues par le système d'OA, de la non prise en compte de la propagation de Fresnel et de l'effet de décalage du faisceau quand on observe dans l'infrarouge¹. On peut également y ajouter des effets différentiels entre l'image de science et la référence comme par exemple une variation de la focalisation, une rotation ou translation de la pupille.

1. Cet effet appelé beamshift en anglais traduit le fait qu'en amont des ADC le faisceau infrarouge (correspondant aux images de science) et visible (celui vu par l'OA) ne "voient" pas exactement les mêmes surfaces optiques

Enfin un troisième module permet de choisir l'instrument et sa configuration, par exemple les filtres utilisés, le coronographe, et le cas échéant le masque de pupille correspondant. Dans le cas d'un filtre large bande, on peut échantillonner la bande spectrale avec plusieurs longueurs d'onde et ainsi mieux simuler l'aspect chromatique de certaines aberrations et l'élongation chromatique des tavelures. C'est également ici que l'on spécifie dans le cas de l'instrument IRDIS les résidus d'ADC, sous la forme d'un fichier détaillant les résidus correspondant à chaque longueur d'onde.

Une nouvelle définition des limites de détection à courte séparation

L'article présenté ci-dessous fait suite à la problématique des échantillons de petite taille, qui se pose dès que l'on cherche à évaluer les limites de détection à courte séparation de l'étoile en raison du faible nombre d'éléments de résolution disponibles pour évaluer la statistique du bruit. Il s'inscrit dans la lignée et étend les conclusions de l'article de [Marois et al. \(2008\)](#), qui avait déjà montré en quoi les limites de détection sont modifiées dans l'hypothèse d'une statistique non-gaussienne du bruit. Il a nécessité un travail de près d'un an et de nombreuses discussions et lectures d'ouvrage de statistiques pour parvenir à une formulation rigoureuse du problème. Sa publication arrive à point nommé au moment des premiers résultats de GPI et de l'arrivée de SPHERE pour lesquels cette problématique est très pertinente.

FUNDAMENTAL LIMITATIONS OF HIGH CONTRAST IMAGING SET BY SMALL SAMPLE STATISTICS

D. MAWET¹, J. MILLI¹, Z. WAHHAJ¹, D. PELAT², O. ABSIL³, C. DELACROIX³, A. BOCCALETTI⁴, M. KASPER⁵,
M. KENWORTHY⁶, C. MAROIS⁷, B. MENNESSON⁸, AND L. PUEYO⁹¹ European Southern Observatory, Alonso de Cordóva 3107, Vitacura, Santiago, Chile² LUTH, Observatoire de Paris, 5 pl. J. Janssen, F-92195 Meudon, France³ Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie, Université de Liège, 17 Allée du Six Août, B-4000 Liège, Belgium⁴ LESIA, Observatoire de Paris, 5 pl. J. Janssen, F-92195 Meudon, France⁵ European Southern Observatory Headquarters, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching bei München, Germany⁶ Leiden Observatory, Sterrewacht Leiden, P.O. Box 9513, Niels Bohrweg 2, 2300-RA Leiden, The Netherlands⁷ NRC, Herzberg Institute of Astrophysics, Victoria, BC V9E 2E7, Canada⁸ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA⁹ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

Received 2014 January 16; accepted 2014 July 7; published 2014 ???

ABSTRACT

In this paper, we review the impact of small sample statistics on detection thresholds and corresponding confidence levels (CLs) in high-contrast imaging at small angles. When looking close to the star, the number of resolution elements decreases rapidly toward small angles. This reduction of the number of degrees of freedom dramatically affects CLs and false alarm probabilities. Naively using the same ideal hypothesis and methods as for larger separations, which are well understood and commonly assume Gaussian noise, can yield up to one order of magnitude error in contrast estimations at fixed CL. The statistical penalty exponentially increases toward very small inner working angles. Even at 5–10 resolution elements from the star, false alarm probabilities can be significantly higher than expected. Here we present a rigorous statistical analysis that ensures robustness of the CL, but also imposes a substantial limitation on corresponding achievable detection limits (thus contrast) at small angles. This unavoidable fundamental statistical effect has a significant impact on current coronagraphic and future high-contrast imagers. Finally, the paper concludes with practical recommendations to account for small number statistics when computing the sensitivity to companions at small angles and when exploiting the results of direct imaging planet surveys.

Key words: methods: statistical – techniques: high angular resolution

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

Small inner working angle (IWA) coronagraphs are often presented as necessary to take full advantage of existing or planned high-contrast imaging instruments or to efficiently cope with the limited size of space-based telescopes (Roddier & Roddier 1997; Rouan et al. 2000; Guyon 2003; Mawet et al. 2005; Serabyn et al. 2010). In theory, a few coronagraph solutions enable imaging down to the diffraction limit of the telescope ($IWA = 1\lambda/D$, i.e., one resolution element, with λ and D , the wavelength and telescope diameter, respectively) with sufficient throughput ($\sim 50\%$; see Guyon et al. (2006) or Mawet et al. (2012) for a more recent survey of small angle coronagraphic techniques). However, in order to reach this parameter space, the instrument hosting the coronagraph has to provide exquisite control over low-order aberrations, pointing jitter being the first-order perturber and most difficult to control. This stability requirement puts additional constraints on the instrument and facility, requiring dedicated low-order wavefront/pointing sensors and corresponding correcting elements (mainly tip–tilt and/or deformable mirrors), which often have to be pushed to their hardware and software limits. For a comprehensive review of low-order wavefront sensor solutions chosen by second-generation adaptive optics high-contrast imagers, such as GPI (Macintosh et al. 2014), SPHERE (Kasper et al. 2012), SCExAO (Martinache et al. 2012), and PI640 (Oppenheimer et al. 2013), among others, see Mawet et al. (2012) for instance. Current first-generation high-contrast imaging instruments are also encroaching on the small angle regime with, e.g., L' -band saturated imaging (Rameau et al. 2013), the Apodizing Phase Plate (APP; see, e.g., Quanz et al.

2010; Kenworthy et al. 2010, 2013), the Vector Vortex Coronagraph (see, e.g., Serabyn et al. 2010; Mawet et al. 2011b, 2013; Absil et al. 2013), or the four-quadrant phase-mask coronagraph (Riaud et al. 2006; Serabyn et al. 2009; Boccaletti et al. 2012).

1.1. Past Work on Speckle Statistics

Statistical tools to assess the significance of a point source detection at large angles are most often based on the assumption that the underlying noise is Gaussian. However, it was noticed a decade ago that speckle noise in raw high-contrast images is never Gaussian (Perrin et al. 2003; Aime & Soummer 2004; Bloemhof 2004; Fitzgerald & Graham 2006; Soummer et al. 2007; Hinkley et al. 2007; Marois et al. 2008). The main conclusion of this series of pioneering papers is that the probability density function (PDF) of speckles in raw images does not follow a well-behaved normal (i.e., Gaussian) distribution, but is better described by a modified Rician (MR) distribution, which is a function of the local time-averaged static point-spread function (PSF) intensity I_c and random speckle noise intensities I_s :

$$p_{MR}(I, I_c, I_s) = \frac{1}{I_s} \exp\left(-\frac{I + I_c}{I_s}\right) I_0\left(\frac{2\sqrt{II_c}}{I_s}\right), \quad (1)$$

where I_0 is the modified Bessel function of the first kind, and where the mean and variance of I are $\mu_I = I_c + I_s$, and $\sigma_I^2 = I_s^2 + 2 * I_c I_s$, respectively (Soummer et al. 2007).

The bulk of past studies related to speckle statistics focused on the temporal aspects of speckle noise in the presence of atmospheric turbulence, corrected or not by adaptive optics

	H_1 : signal present	H_0 : signal absent
Detection	True Positive	False Positive <i>type I error</i>
Null result	False Negative <i>type II error</i>	True Negative
	TPF = sensitivity = power = TP/(TP+FN)	FPF = 1-specificity = 1-CL = FP/(FP+TN)

Figure 1. Signal detection theory (SDT) contingency table or “confusion matrix.” TP: true positive. FP: false positive. FN: false negative. TN: true negative. TPF: true positive fraction. FPF: false positive fraction.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

systems. In the virtual case of an instrument with perfect optics on a ground-based telescope, the practical impact of the temporal MR PDF of speckles would only have a minor effect on detection limits by virtue of the central limit theorem (CLT). Indeed, if a large number of independent and identically distributed (i.i.d.) speckles are co-added at a specific location in the image, then the sample means will be normally distributed (Marois et al. 2008). In other words, the speckle sampling distribution will be Gaussian.

Unfortunately, optics are never perfect nor hold their imperfect shape constant over time and so they induce slowly varying wavefront errors, creating quasi-static speckles. Marois et al. (2008) used a heuristic argument to show that quasi-static speckle noise inside annuli centered on the PSF core would follow the MR PDF Equation (1) because it is basically produced with the same value of I_c (the unaberrated PSF). The typical lifetime of quasi-static speckles has been found to range from several minutes to hours (Hinkley et al. 2007). I_s has thus a complex spatio-temporal dependence $I_s(\theta, t)$. Slowly varying wavefront errors disturb the spatio-temporal autocorrelation of the PSF accordingly, and thus its temporal and spatial statistical properties: the samples of resolution elements used to compute noise properties (and thus contrast, see Section 2) are no longer i.i.d.

Marois et al. (2008) showed that the net effect of the MR nature of quasi-static speckle noise is that the confidence level (CL) at a fixed detection threshold τ significantly deteriorates. Subsequently, in order to preserve CLs or equivalently control the likelihood of type I errors (false alarm probability or false positive fraction, FPF, see Figure 1), the detection thresholds (and thus contrast, see Section 2) need to be increased significantly, e.g., up to a factor of four (Marois et al. 2008).

Fortunately, observing strategies such as angular differential imaging (ADI; Marois et al. 2006) and data reduction techniques such as the locally optimized combination of images (LOCI; Lafrenière et al. 2007; Marois et al. 2008) or principal component analysis (PCA; Soummer et al. 2012; Meshkat et al. 2013) routinely demonstrate their “whitening” capability, i.e., the efficient removal of the correlated component of the noise (see Figure 2). Whitening yields independent Gaussian noise samples (i.i.d.) through complementary mechanisms. First, once the correlated component has been removed (even partially), other noise sources start to dominate. The latter (background, photon

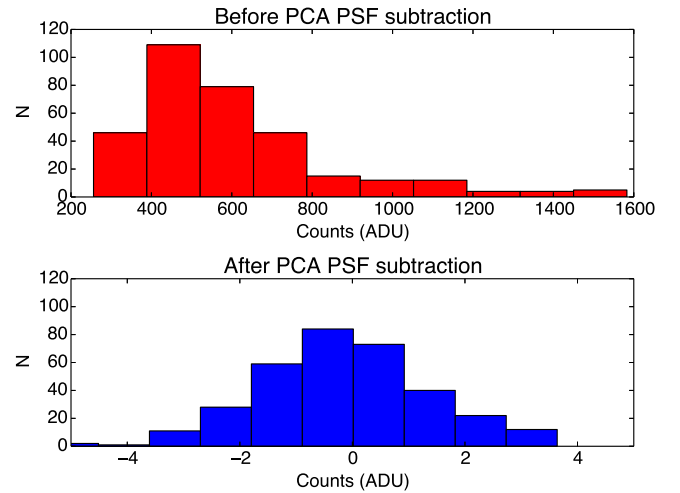


Figure 2. Histograms of pixel values before (top, red) and after (bottom, blue) PCA speckle subtraction and frame co-adding for the β Pictoris data set used as an example in this paper. The statistics of the residual noise between $r = 1\lambda/D$ and $r = 3\lambda/D$ goes from MR to quasi-Gaussian in this particular example. Indeed, the Shapiro–Wilk test for normality (Shapiro & Wilk 1965) goes from a p value of virtually 0 to ~ 0.2 after speckle subtraction (Absil et al. 2013).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Poisson noise, readout, or dark current) are independent noise processes and thus Gaussian by virtue of the CLT. Second, ADI and other differential imaging techniques enhance the efficiency of the first mechanism (if the removal is only partial) by introducing geometrical diversity (field rotation in the case of ADI), further consolidating the independence of noise samples.

1.2. Posing the Problem

The present paper starts with the assumption of i.i.d. noise samples with Gaussian distribution (the non-i.i.d./Gaussian case is examined later) and addresses a different problem: the statistical significance of detections and non-detections in the presence of small number statistics, i.e., when few realizations of spatial speckles versus azimuth are present, which is the case at small angles. In this work, we follow current mainstream practices in the field of high-contrast imaging using ground-based adaptive optics facilities and build up on the past work on speckle statistics presented in Section 1.1. We do not address the choice of statistical paradigm between the frequentist and Bayesian approaches (see Johnson (2013) for an interesting review of the subject). Instead, we assume that any prior information available (e.g., other images produced by differential techniques, reconstructed images from telemetric data, etc.) is used by the data reduction algorithm (e.g., LOCI or PCA) to obtain data products as whitened as possible given the priors. The statistical analysis is then performed on the whitened products using a classical, frequentist approach.

Figure 3 presents an excellent illustration of the simple problem at hand. It shows the β Pictoris contrast curve and image obtained with NACO in the L band (Absil et al. 2013), both corrected for the ADI-PCA data reduction throughput. A fake planet was injected at $r = 1.5\lambda/D$ at 5σ , where σ here is the throughput-corrected contrast level. Using current mainstream contrast definitions assuming well-behaved Gaussian noise (see Section 2), this 5σ fake companion should yield a very reliable detection, i.e., allowing us to reject the null hypothesis (non-detection) with a $0.99999971 = 1 - 3 \times 10^{-7}$ CL. However, the 5σ fake companion at $r = 1.5\lambda/D$ is barely visible, even when

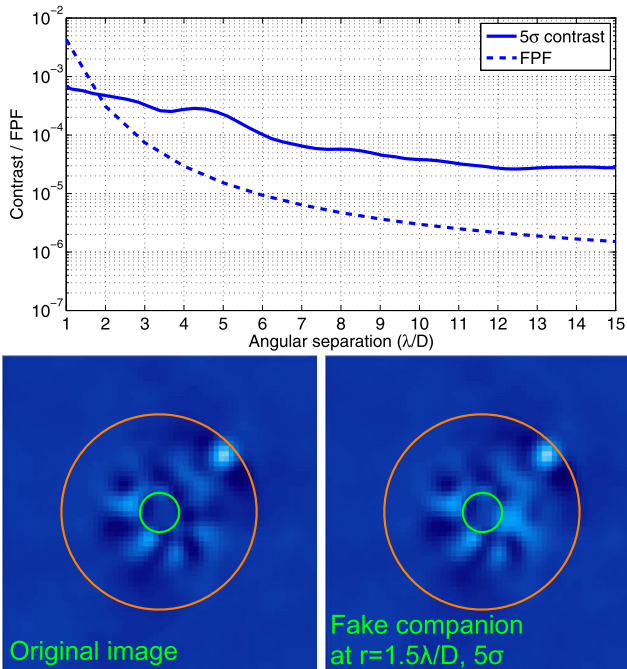


Figure 3. β Pictoris contrast curve (top, continuous curve) and image (bottom left, north is not up) taken with NACO in the L band (Absil et al. 2013), both corrected for the ADI-PCA data reduction throughput. The small green circle is of radius $r = 1\lambda/D$, while the big orange circle is of radius $r = 5\lambda/D$. A fake planet was injected at $r = 1.5\lambda/D$ (to the right of the green circle) at the 5σ throughput-corrected contrast level as presented in Absil et al. (2013). This 5σ fake companion is supposedly yielding a solid detection, rejecting the null hypothesis at the $1\text{--}3 \times 10^{-7}$ CL, assuming normally distributed noise. This is clearly not the case here because of the effect of small sample statistics at small angles. The FPF curve (dashed line) traces the increase of false alarm probability (or equivalently, the decrease of CL) toward small angles. Note that the scale of the y axis is unique, the contrast and FPF curves being dimensionless. Both quantities are related but have different meanings (see the text for details).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

comparing the left and right images side by side. This surprising loss of apparent contrast is primarily due to the limited number of samples in the annulus at $r = 1.5\lambda/D$. The present paper aims at quantifying this effect within a rigorous statistical framework, yielding, for instance, the FPF dashed curve of Figure 3. We will present how to rigorously compute the FPF (or equivalently the CL) as a function of angular separation and show why the FPF (resp. CL) increases (resp. decreases) toward small angles.

The example presented in Figure 3 is the main motivation behind this paper. It is clear that one cannot simply use conventional assumptions and methods used at larger separations anymore. The paper is organized as follows. Section 2 redefines the notion of contrast and puts it in a rigorous signal detection theory (SDT) statistical framework; Section 2.2 states the problem of small number statistics in high-contrast imaging at small angles; Section 3 is the core of the paper, presenting the Student’s t -test and corresponding distribution, demonstrating its perfect match to the problem at hands (we also redefine the signal-to-noise ratio (S/N)) thanks to Monte Carlo numerical simulations; Section 4 follows with a thorough discussion of the consequences and mitigation strategies of the small sample fundamental limitation; and Section 5 presents the conclusions.

2. CONTRAST DEFINITIONS

To assess the impact of small number statistics on noise estimation at small angles and its impact on contrast, we first

need a good definition of this metric. On one hand, contrast can be quantified as the residual intensity x , measured either on the attenuated stellar peak (peak-to-peak attenuation) or averaged (mean or median) over different areas of the image and normalized by the stellar peak intensity. Alternatively, contrast can also be quantified by the “noise” measured as the standard deviation s of pixels or resolution elements λ/D in a given region of the image, depending on practices and whether the total noise is dominated by the various possible background noise sources, photon or speckle noises. These possible noise measurements are also normalized to the stellar peak intensity to yield relative contrast values. While all these possible definitions can be useful in different contexts (e.g., technical comparison for the mean intensity), the only relevant metric is however the one that can directly be translated into scientific terms, i.e., detection limits for putative point sources (or in some cases extended objects) as a function of location relative to the central star.

Most low-mass companions or exoplanet high-contrast imaging studies and surveys have now adopted a $\tau = 5\sigma$ detection threshold, which for Gaussian noise is associated with a $\sim 3 \times 10^{-7}$ FPF or $\sim 1\text{--}3 \times 10^{-7}$ specificity (= CL). Following the work of Marois et al. (2008), it is informally accepted by the high-contrast community that this 5σ level can underestimate the FPF (or overestimate the CL), but it is still used as an easy metric that can be directly compared to other systems. However, one corollary of the present work is that “all 5σ contrasts are not equivalent” in terms of FPF (or CL), which carries the risk of strongly biasing potential comparisons.

2.1. Signal Detection Theory

Referring to the SDT, the detection problem consists in making an informed decision between two hypotheses: H_0 , signal absent, and H_1 , signal present (see Figure 3). The application of hypothesis testing for the binary classification problem of exoplanet imaging was discussed in detail by Kasdin & Braems (2006), using matched filtering and Bayesian techniques, but this study focused on background and photon noise only without any considerations for speckle noise or sample sizes.

Because most exoplanet hunters want to minimize the risk of announcing false detections or waste precious telescope time following up artifacts, high-contrast imaging has mostly been concerned (so far) with choosing a detection threshold τ , defining the contrast that minimizes the FPF, defined as

$$\text{FPF} = \frac{\text{FP}}{\text{TN} + \text{FP}} = \int_{\tau}^{+\infty} pr(x|H_0)dx, \quad (2)$$

where x is the intensity of the residual speckles and $pr(x|H_0)$ is the PDF of x under the null hypothesis H_0 . FP is the number of false positives and TN is the number of true negatives. Under H_0 , the confidence level $\text{CL} = 1 - \text{FPF}$ is called the “specificity” in rigorous statistical terms. However, exoplanet hunters who want to optimize their survey and derive meaningful conclusions about null results also wish to maximize the so-called “true positive fraction” (TPF), or in statistical terms the “sensitivity” (some authors refer to “completeness”; see, e.g., Wahhaj et al. 2013), which is defined as

$$\text{TPF} = \frac{\text{TP}}{\text{TP} + \text{FN}} = \int_{\tau}^{+\infty} pr(x|H_1)dx, \quad (3)$$

with $pr(x|H_1)$ as the PDF of x under the hypothesis H_1 , and where TP is the number of true positives and FN is the number of

false negatives. For instance, a 95% sensitivity (or completeness) for a given signal μ_c , and detection threshold τ means that 95% of the objects at the intensity level μ_c will statistically be recovered from the data (see Section 4.2.2). Ultimately, the goal of high-contrast imaging as a signal detection application is to maximize the TPF while minimizing the FPF. Optimizing detection thus consists in maximizing the so-called AUC, i.e., the area under the “receiver operating characteristics” (ROCs) curve. The ROC curve plots the TPF as a function of the FPF. The optimal linear observer, or discriminant, maximizing the AUC is called the Hotelling observer and can be regarded as a generalization of the familiar prewhitening matched filter (see, for instance, Caucci et al. (2007) or Lawson et al. (2012) for a review).

2.2. Small Sample Statistics

In the close separation regime (down to the diffraction limit at $1\lambda/D$), speckle noise dominates at all contrast levels, even after being controlled or nulled by active speckle correction (Malbet et al. 1995; Bordé & Traub 2006; Give’on et al. 2007) and/or a dedicated low-order wavefront sensor (see, e.g., Guyon et al. 2009). In the case of very high-contrast images ($10^9:1$ and higher), other sources of noise such as photon Poisson noise, readout, or dark current might become dominant, especially at larger separations (see, e.g., Brown 2005 and Kasdin & Braems 2006 for thorough treatments of the uniform background case). At small separations, these factors are presumably less important compared to the speckle variability induced by residual low-order aberrations. The detailed error budget largely depends on the hardware available though, and must therefore be studied on a case-by-case basis, which is beyond the scope of this paper.

Quasi-static speckles at a given radius r are all drawn from the same parent population of mean μ and standard deviation σ (Marois et al. 2008). Assuming the detection is performed on individual resolution elements λ/D , we must treat speckle noise on this characteristic spatial scale as well. We also note that the size of residual speckles is always $\sim\lambda/D$, even after coherent (interference) or incoherent (intensity image) linear combinations. At the radius r (in resolution element units λ/D), there are $2\pi r$ resolution elements and thus possible non-overlapping speckles, i.e., about 6 at $1\lambda/D$, 12 at $2\lambda/D$, 18 at $3\lambda/D$, and 100 at $16\lambda/D$ (see Figure 4). The empirical estimators of the mean and standard deviation, \bar{x} and s , are thus calculated from a sample with a limited number of elements (DOF) shrinking with r . For samples containing less than ~ 100 elements (this number is somewhat arbitrary and varies according to practices and applications), we are in the regime of small sample statistics, which significantly affects the calculation of Equations (2) and (3). In this paper, we thus seek to quantify the effect of small sample statistics on the computation of the $pr(x|H_0)$ (and $pr(x|H_1)$) and its impact on the choice of the detection threshold τ and thus contrast.

In the following, as already discussed, we assume that images have been post-processed by one of the methods presented in Section 1.1. These techniques have been empirically shown to be the most efficient and practical way to use prior information in order to whiten the data. Our working hypothesis in the following is thus that of i.i.d. samples, so we can focus primarily on the effect of small sample sizes. In Section 3.3, we nevertheless use Monte Carlo numerical simulations to explore and discuss the consequences of non-i.i.d. noise (MR distribution) and small sample sizes together.

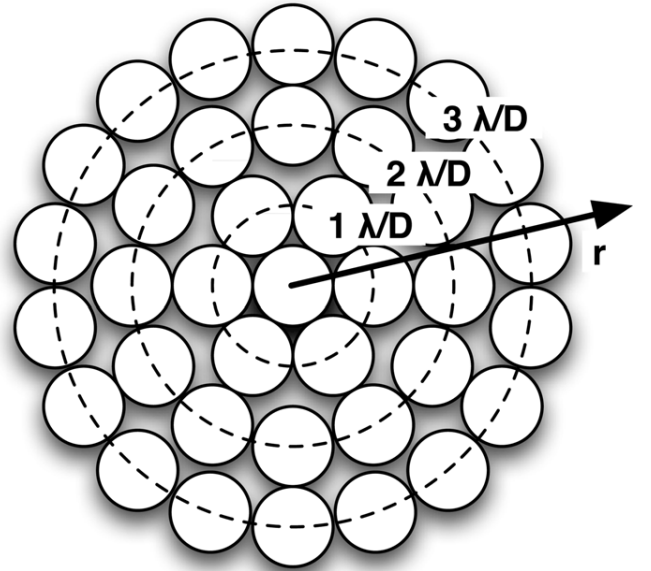


Figure 4. Number of resolution elements at a given radius r , is $2\pi r$ (here shown for r ranging from 1 to $3\lambda/D$). At close separation, the speckle PDF nature is likely varying drastically as a function of r because of the well-known sensitivity of the PSF to low-order aberrations, especially after a coronagraph.

3. STUDENT’S t -TESTS

The t -statistics were introduced in 1908 by William S. Gosset, a chemist working for the Guinness brewery (Student 1908). Gosset was concerned about comparing different batches of the stout and developed the t -test and the t -distribution for that purpose. However, his company forbade him to publish his findings, so Gosset published his mathematical work under the pseudonym “Student.”

3.1. One-sample t -test

In essence, the one-sample t -test enables us to test whether the mean of a normal parent population has a specific value μ under a null hypothesis. Gosset showed that the quantity $(\bar{x} - \mu)/(s/\sqrt{n})$, where \bar{x} and s are the empirical mean and standard deviation, respectively, and n is the sample size, follows a distribution that he called the “Student distribution,” or “ t -distribution,” with $n - 1$ DOF:

$$p_t(x, \nu) = \frac{\Gamma(\frac{\nu+1}{2})}{\sqrt{\nu\pi}\Gamma(\frac{\nu}{2})} \left(1 + \frac{x^2}{\nu}\right)^{-\frac{\nu+1}{2}}, \quad (4)$$

where Γ is the Gamma function and where the parameter ν is the number of DOF (here $\nu = n - 1$). The one-sample t -test allows accepting or rejecting the null hypothesis once a CL has been set. As a corollary, if one accepts the null hypothesis, a confidence interval on the mean of the parent population can be derived: $\mu \in [\bar{x} - p_t s/\sqrt{n}; \bar{x} + p_t s/\sqrt{n}]$.

The t -distribution p_t is symmetric and bell-shaped, like the normal distribution, but has broader tails, meaning that it is more prone to producing values that fall far from its mean. When ν is large, Student’s t -distribution converges toward the normal distribution (see Figure 5). The t -test is said to be robust to moderate violations of the normality assumption for the underlying population (Student 1908; Lange et al. 1989). Indeed, the parent population does not need to be normally

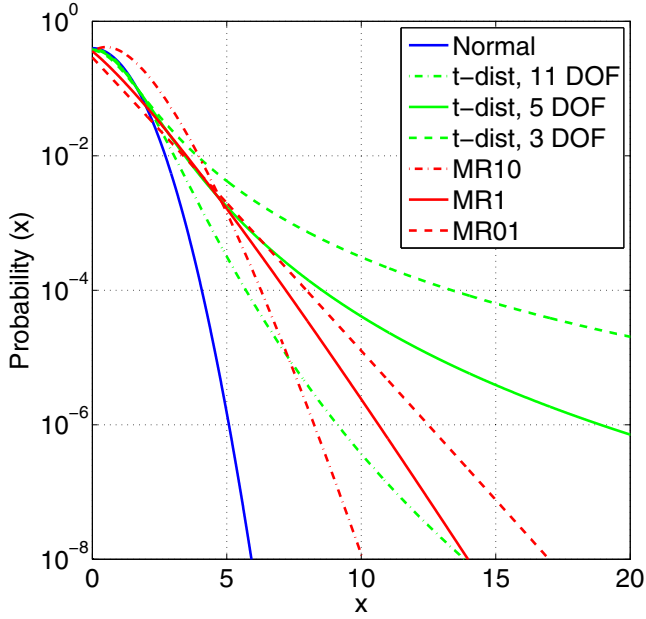


Figure 5. Student’s t -distribution PDF (DOF = 11, 5, 3) compared to the normal Gaussian distribution and a few representative MR distributions (MR10: $I_c = 10 I_s$, MR1: $I_c = I_s$, MR01: $I_c = 0.1 I_s$). It illustrates the PDF tail broadening as the number of DOF (sample size minus 1) decreases. Note that no specific normalization was applied to these PDFs.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

distributed, but the population of empirical sample means \bar{x} (i.e., the sampling distribution) is assumed to be normal by the CLT and therefore valid for reasonably large samples. This particularly interesting property will be put to the test in Section 3.3.

3.2. Two-sample t -test

The detection process can be viewed as a test comparing one resolution element at a time (sample 1) against all the remaining $n - 1$ ones (sample 2) at the same radius r (again, r is measured in resolution element units λ/D). Under the null hypothesis, one can verify that these two samples are indeed drawn from a common parent population of unknown (μ, σ^2) by comparing their empirical sample means \bar{x}_1 and \bar{x}_2 . Verifying the null hypothesis that two sample means are equal is the essence of Gosset’s “two-sample t -test.”

So far, and except for the work in Marois et al. (2008), FPF (and thus corresponding contrast) calculations have always assumed normally distributed speckle statistics and large sample sizes, and therefore a virtually perfect knowledge of the underlying parent population of speckles (μ, σ^2) . Within this oversimplified framework, a speckle population of mean μ and standard deviation σ produces the corresponding FPF simply given by

$$\text{FPF} = \int_{\tau}^{+\infty} pr(x|H_0)dx = \int_{\tau}^{+\infty} \mathcal{N}(\mu, \sigma^2)dx, \quad (5)$$

where

$$\mathcal{N}(\mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}. \quad (6)$$

For instance, as mentioned earlier, with $\tau = 5\sigma$, we have the now classically adopted false alarm probability of $\sim 3 \times 10^{-7}$. With $\tau = 3\sigma$, we have a false alarm probability of $\sim 1.35 \times 10^{-3}$.

When the parent population characteristics (μ, σ^2) are unknown and sample sizes small, one has to use the corresponding empirical estimators (\bar{x} and s) and the t -test for unequal sample sizes, equal variances (thus assuming homoscedasticity, i.e., homogeneity of variance, see below):

$$p_t(x, \nu) \equiv \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{s_{1,2} \sqrt{\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}}}, \quad (7)$$

where \bar{x}_1 is the intensity of the single test resolution element ($n_1 = 1$) and \bar{x}_2 is the average intensity over the remaining $n_2 = n - 1$ resolution elements in a $1\lambda/D$ wide annulus at the radius r , and where

$$s_{1,2} = \sqrt{\frac{(n_1 - 1) \sum_{i=1}^{n_1} \frac{(x_i - \bar{x}_1)^2}{n_1 - 1} + (n_2 - 1) \sum_{i=1}^{n_2} \frac{(x_i - \bar{x}_2)^2}{n_2 - 1}}{n_1 + n_2 - 2}}. \quad (8)$$

The pooled standard deviation $s_{1,2} = s_2$ for $n_1 = 1$. s_2 is the empirical standard deviation computed over the remaining $n_2 = n - 1$ resolution elements at radius r . Our initial hypothesis of homoscedasticity is warranted twice. First, under the null hypothesis, we want to verify that resolution element samples at a given radius r (measured in λ/D units) are drawn from a parent population of speckles, with an unknown but common variance $\sigma^2(r)$. To comply with this statement, any detection should of course be excluded from the sample of remaining $n - 1$ resolution elements to prevent biases. Second, the presence of a bona fide companion at the location of the test resolution element x_1 will only change the mean but not the variance of the underlying population.

One might also question the significance of the two-sample t -test when one of the test samples only has a single element ($n_1 = 1$). However, the numerical simulations presented in Section 3.3 empirically demonstrate its applicability in such a particular configuration. Note that resolution elements are treated independently of any pixel sampling considerations, which in practice is equivalent to binning the data by the pixel sampling before applying the t -test. Substituting Equation (8) into Equation (7), we have the formal t -test for high contrast imaging at small angles:

$$p_t(x, n_2 - 1) \equiv \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{s_2 \sqrt{1 + \frac{1}{n_2}}}, \quad (9)$$

yielding the FPF or false alarm probability, now depending on $\nu = 2\pi r - 2$ DOF (indeed, $n_2 - 1 = n - 2$, with $n = \text{round}(2\pi r)$ and r measured in λ/D units),

$$\text{FPF} = \int_{\tau}^{+\infty} pr(x|H_0)dx = \int_{\tau}^{+\infty} p_t(x, n_2 - 1)dx. \quad (10)$$

We note the similarity of Equation (9) to the standard S/N definition in high-contrast imaging (see, e.g., Rameau et al. 2013), except for the $\sqrt{1 + 1/n_2}$ correction factor to the empirical standard deviation s_2 , and of course the equality to the Student’s t -distribution with $n_2 - 1 = n - 2$ DOF instead of the normal distribution.

We argue that Equation (9) is the true definition of S/N, which can be rigorously linked to CLs through $p_t(x, n_2 - 1)$, and recommend its use from now on. It is also worth emphasizing that Equation (9) converges to the standard definition of

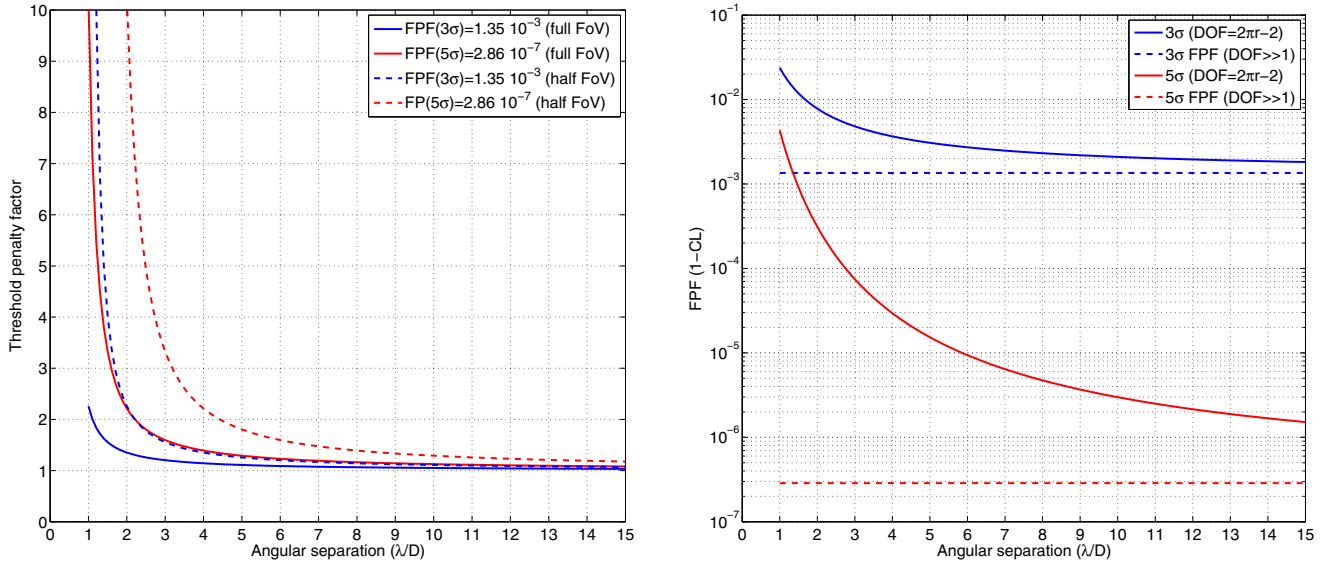


Figure 6. Left: $1-3 \times 10^{-7}$ CL detection threshold for small sample statistics as a function of angular separation (in λ/D), divided by 5 (yielding the correction to be applied to the usual 5σ Gaussian threshold). The two curves correspond to the full FoV and half FoV cases. Right: FPF (1-CL) for a 5σ detection threshold as a function of angular separation using the t -distribution.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

S/N for large sample sizes since the correction factor $\sqrt{1 + 1/n_2}$ converges to 1 for $n_2 \gg 1$ and the t -distribution converges to the normal distribution for $\text{DOF} \gg 1$. Of course, this convergence does not imply that the underlying noise in the images becomes Gaussian.

The effect of small sample statistics, rigorously described by the t -distribution, is to broaden the tails of the effective speckle PDF, raising the fixed-CL detection thresholds and thus the contrast accordingly. It is important to note that contrary to the MR distribution, which describes the true nature of speckle noise, the t -distribution only describes our fundamental incapacity to characterize it due to the lack of information. This effect can be significant and yields a factor of 10 penalty for the classically calculated¹⁰ 5σ (FPF $\simeq 3 \times 10^{-7}$) contrast limit at $1\lambda/D$ and factor of two degradation at $2\lambda/D$ (see Figure 6, left). Penalty factors are significantly reduced if one adopts a less stringent threshold, for instance 3σ (see Figure 6, left). Note that in some cases, only half of the field of view (FoV) is accessible, as with, e.g., the APP (Quanz et al. 2010; Kenworthy et al. 2010, 2013) or half dark holes (Malbet et al. 1995; Bordé & Traub 2006; Give'on et al. 2007), reducing the number of DOF by another factor of two, penalizing contrast thresholds and FPF/CLs even more (see Figure 6, left, dashed curves).

However, one can argue that a 3×10^{-7} false alarm probability might not really be required at small IWA. Indeed, since the statistical tests and corresponding results discussed here are done resolution element by resolution element, the total number of potential false alarms at a given radius r is proportional to $\text{FPF}(r) \times 2\pi r$. It is therefore interesting to fix the detection threshold to 5σ or 3σ (whatever the PDF) and derive how the CL evolves in the small sample statistics case, described by the t -distribution (see Figure 6, right). At $r = 1\lambda/D$, a 5σ detection

threshold still yields ~ 0.004 false alarm probability, which is fairly close to (but still a factor of three above) the nominal 3σ Gaussian false alarm probability.

3.3. Monte Carlo Simulations

We proceeded with Monte Carlo numerical simulations for two reasons:

1. to verify that the two-sample t -test is indeed valid if one of the two samples only has a single element, and
2. to test the robustness of the t -test when the residual speckle noise follows an MR distribution.

We generated various random samples of size $n = 2\pi r$ issued from normal and MR PDFs, effectively simulating random speckle samples as a function of the radius r (in λ/D units). We then used the two-sample t -test (Equation (9)) and tested each simulated resolution element \bar{x}_1 against the mean \bar{x}_2 and standard deviation s_2 of the remaining ones (excluding the resolution element under test), repeated this test many times, and counted the number of FPs, i.e., with

$$(\bar{x}_1 - \bar{x}_2) > 3 \times s_2 \sqrt{1 + \frac{1}{n_2}}.$$

We chose to use a “ $\tau = 3\sigma$ threshold” here to avoid prohibitive computation times.

The results of these simulations are summarized in Figure 7. It shows the perfect agreement between the t -distribution and the measured false alarm probability for a normally distributed parent population of speckles. The simulations thus demonstrate the applicability of Student’s two-sample t -test when one of the samples only has one element. For the MR cases, however, the t -distribution underestimates the FPF by a significant factor at both small and large angles. This empirical result, reminiscent of the results presented in Marois et al. (2008) for large samples and using a complementary methodology, is not surprising as the MR PDF statistically describes the spatio-temporal

¹⁰ Note that in the case of small samples, the standard deviation of the parent population σ (the noise) is unknown, so we should use the empirical standard deviation s . However, for the sake of simplicity, we will use the conventional notation σ in the following when actually referring to the empirical standard deviation s .

autocorrelation of the PSF. The PSF autocorrelation invalidates our working hypothesis of i.i.d. samples, which is also an important pre-condition for the applicability of the Student's t -test.

In other words, the Student's t -test might be robust to slightly non-Gaussian underlying population, but this property cannot be verified or used here because the Student's t -test is NOT robust to non-i.i.d. samples. This stems from the fact that the so-called robustness of the t -test is rooted in the CLT, which requires i.i.d. samples. Non-Gaussian speckle statistics, hopefully a rare occurrence when the data reduction is performed efficiently, therefore need their own particular solution: in Section 4.1.2, we briefly introduce and discuss non-parametric tests such as the Wilcoxon signed-rank and rank-sum tests, also known as the Mann-Whitney U test (Wilcoxon 1945).

3.4. From t -test to One-dimensional Contrast Curves

Assuming i.i.d. samples, the two-sample t -test allows testing the H_0 hypothesis one resolution element at a time in a rigorous statistical framework, accounting for small sample sizes. However, testing resolution elements one by one to generate a two-dimensional contrast map can be tedious and not very relevant in case of non-detection. A common practice in high-contrast imaging is to generate one-dimensional contrast curves and so here we provide a simple recipe for calculating contrast under the null hypothesis.

1. Choose a maximum FPF or CL.
2. Compute the mean x and standard deviation s of resolution elements at radius r , along with the number of resolution elements $n = \text{round}(2\pi r)$.
3. From Equation (10), solve

$$\text{FPF} = \int_{\tau}^{+\infty} pr(x|H_0)dx = \int_{\tau}^{+\infty} p_t(x, n-1)dx \quad (11)$$

for τ .

4. Multiply τ by $s\sqrt{1+1/n}$, then add x (usually $x \approx 0$).

Solving Equation (11) requires a numerical integration, which is available as a standalone routine in most languages (e.g., “*t_cvf*(CL, $n-1$)” in IDL, but there are similar functions in python/numpy, matlab, R, excel, etc.).

The only difference between the t -test conducted one resolution element at a time and the proposed one-dimensional contrast curve recipe is that the latter loses the azimuthal spatial information. Subsequently, the localization of the two-dimensional two-sample t -test is traded off with the gain of an additional DOF ($n-1$ instead of $n-2$), which slightly relaxes the contrast penalties.

4. CONSEQUENCES AND MITIGATION STRATEGIES

In this section, we discuss the consequences of small sample statistics on contrast limits for single objects and surveys. We also provide mitigation strategies to try and overcome the limitations imposed by small samples and to ensure robustness of contrast estimations.

4.1. Single Object

When investigating the detection limits for a single object or to decide whether or not a candidate shall be followed up, one is subject to direct hits from the limited number of samples available. In the following, we will distinguish the case where

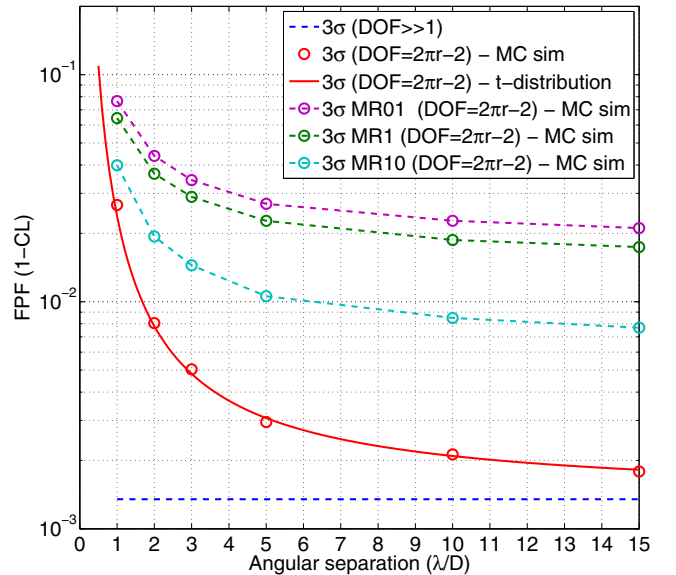


Figure 7. False positive fractions (false alarm probabilities) for the canonical t -distribution and Monte Carlo numerical simulations, demonstrating the validity of the t -distribution at small angles in the normal case. For MR speckle statistics, however, the t -distribution is still underestimating the FPF, despite the very broad tails of its PDF.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

the contrast computation is done on a single image (e.g., final product of a pipeline), and the case where it is conducted on parts of or all of the individual frames from the observing sequence.

4.1.1. Case of One Object with a Single Image Available

The case of one object with a single final image available for the detection limit analysis is the worst case scenario since the amount of information is extremely limited. This situation is however unlikely, and would only occur if one does not have access to, or master the inner mechanics of a third-party pipeline. It could also occur in the future for very high-contrast imaging coronagraphs on small space telescopes (1–2.4 m), where contrast levels are so high and telescopes relatively small that exposures become long and scarce (they are limited in time due to cosmic rays though).

In this limiting case, detection limits would directly be affected by the Student's t -distribution, with penalty factors (with respect to the normal 5σ detection threshold, i.e., with 3×10^{-7} FPF) as high as ~ 10 at $1\lambda/D$, but would decrease to ~ 2 at $2\lambda/D$, assuming purely Gaussian noise (see Figure 6, left). Figure 8 showcases a practical example using the same data as in Figure 3 but now with a contrast curve corrected for the effect of small sample statistics and a fake companion injected at the level prescribed by the t -distribution in order to preserve CLs. The detection is now much clearer than in Figure 3, CLs are restored.

In the eventuality of non-i.i.d. samples from a non-Gaussian underlying population, we have demonstrated that the significance of the t -test is limited, although it is nevertheless much more conservative than current practices. The Wilcoxon signed-rank and rank-sum tests (Wilcoxon 1945) are non-parametric tests that can be used as alternatives to Student's t -tests when populations cannot be assumed to be normally distributed, for dependent (paired) and independent samples, respectively.

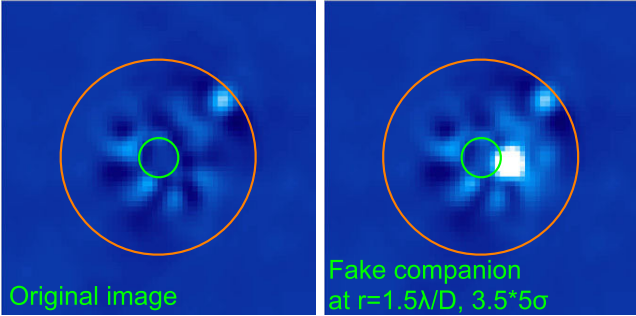
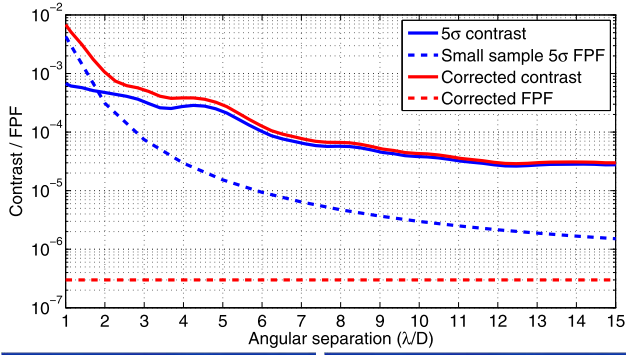


Figure 8. Same data as in Figure 3, now corrected for the effect of small sample statistics. The red contrast curve is showing the true contrast with 3×10^{-7} FPF (dashed red curve). A penalty factor of 3.5, following Student’s t -test, has now been applied to the fake companion in the bottom right image, restoring a $1-3 \times 10^{-7}$ CL for rejecting the null hypothesis.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

However, the Wilcoxon rank-sum test,¹¹ for instance, loses significance if one of the two samples has a single element. The relevance of these non-parametric methods and resampling/bootstrapping (Loh 2008) in contrast estimations requires more work and will be the subject of future research. For now, when dealing with extremely small sample sizes, one has to verify or assume that the samples are sufficiently i.i.d. and normally distributed. For that, there are several well-known non-parametric tests one can use to verify a priori that the limited sample at hand came from a normally distributed population. For instance, the frequentist Shapiro–Wilk test (Shapiro & Wilk 1965), which has been proven to have the best power for a given significance (Razali & Wah 2012), was used in Absil et al. (2013). If there is evidence that the population is non-normal, the only alternative is to gather more data to either further whiten the noise or increase the sample size to better constrain the PDF altogether.

4.1.2. Case of One Object with a Collection of Images

Usually, the observing sequence of a single object consists of several dozens of images, most of the time combined (averaged) into a single final frame, where small sample statistics effects are substantially affecting detection limits as we just saw.

¹¹ The Wilcoxon rank-sum test proceeds as follows: arrange the data values from both samples under test in a single ascending list and assign the numbers 1 to N (where $N = n_1 + n_2$). These are the ranks of the observations. Let W_1 and W_2 denote the sum of the ranks for the observation from sample 1 and 2, respectively. The Mann–Whitney statistics for sample 1 and 2 are defined as follows: $U_{1,2} = n_1 n_2 + n_{1,2}(n_{1,2} + 1)/2 - W_{1,2}$, respectively. If there is no difference between the two medians (the null hypothesis), the value of W_1 and W_2 will be around half the sum of the ranks $(n_{1,2}(1 + N))/2$. The statistics $Z = (U_{1,2} - (n_1 n_2)/2) / \sqrt{n_1 n_2 (n_1 + n_2 + 1)/12}$ follows a normal distribution for reasonably large sample sizes. For very small sample sizes, one must refer to tabulated values of the Mann–Whitney statistics U .

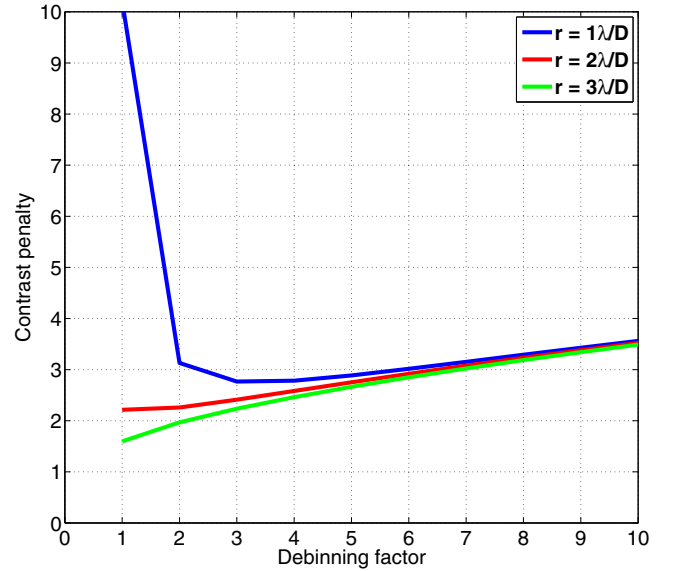


Figure 9. Contrast penalty as a function of debinning factor (ζ), for three different radii r . The contrast penalty (τs) combines the effect of the threshold penalty due to small sample statistics τ and the photon noise-induced increase of s in $\sqrt{\zeta}$. The major caveat of this calculation is that we assumed well-behaved decorrelated images, which is dubious especially at small angles.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

However, it is conceivable that the analysis is conducted on the ensemble of individual frames, increasing the number of DOF accordingly and therefore alleviating the effect of small sample statistics.¹² There are however three important caveats: photon noise, decorrelation timescales for quasi-static speckles (as discussed in Section 1), and human factors in signal detection if target vetting is done visually (as is often the case).

Let us introduce the debinning factor ζ , which gives the final number of images retained for analysis. We note that in this case, n_1 that was equal to 1 in the previous case will now be larger. Indeed we now have $n_1^* = n_1 \zeta$ and $n_2^* = n_2 \zeta$.

Photon noise versus small samples statistics. If the final combination (averaging) of images is prevented, one has to consider the effect of photon noise (neglected so far), which affects S/N of individual images as $\sqrt{\zeta}$. Figure 9 conceptually illustrates the trade-off between increasing the sample size and photon noise for various debinning factors (e.g., a debinning factor of two means that the whole data set was binned in two combined frames), assuming decorrelated images. From this ideal case, the trade-off yields a minimum penalty factor at a debinning $\zeta \simeq 3$ for $r = 1\lambda/D$. Beyond $r = 1\lambda/D$, however, there is no gain brought by debinning because the detrimental effect of photon noise dominates the detrimental effect of small sample statistics.

Residual correlated noise versus small sample statistics. For a series of exposures taken on a single object, it still may happen that the reduced individual images are not i.i.d. realizations with a well-behaved Gaussian noise. This situation, while unlikely, could occur despite best whitening efforts, especially at small angles. Indeed, while ADI is very efficient at large angles, the limited projected parallactic angle variation at small angles might somewhat impair efficient whitening by the second mechanism mentioned in Section 1.1, leaving the remaining

¹² We note here that auxiliary measurements such as telemetric data from wavefront sensors can, in principle, have the same role as additional frames.

speckles potentially affected by residual correlated noise (MR PDF).

Any statistical inference based on these non-recombined images therefore requires to take the actual temporal PDF of the residual speckles into account. The PDF of the speckles very close to the center can be very difficult to determine (it depends on the control system, observing conditions and strategy, data reduction technique, etc.). Given the radial dependence of the PSF and ADI (and similar differential imaging methods), the speckle PDF is also function of radius, precluding radial extrapolations.

As discussed in Section 4.1.1, if the exact distribution cannot be determined, one can use the Shapiro–Wilk test (Shapiro & Wilk 1965) to ensure normality. If this simple test fails, one can eventually consider the non-parametric Wilcoxon rank tests, which becomes relevant again here because $n_1^* = n_1 \zeta > 1$, or bootstrapping. A comparison between these non-parametric methods is out of the scope of the present paper and is deferred to future work.

Visual vetting: the human factor. Debinning the data can be useful from a statistical point of view between 1 and 2 λ/D . However, we argue here that if the final vetting is done by a human looking at an image or a collection of reduced images (without doing further processing), the t -test is very representative of the human perception of signal hidden in small noisy samples. Figure 3 is a representative illustration of this behavior. Moreover, looking at a collection of images where speckles vary (if whitening was well done) or appear static (inefficient whitening) will not help the visual cortex overcome the small sample statistics effects.

4.1.3. Summary

Within our assumption of i.i.d./whitened data products using any prior information available (through, e.g., ADI), the t -test is the best practical solution proposed here. Debinning should be considered in the 1 to 2 λ/D angular separation region to increase the number of DOF, but one quickly has to face photon noise limitations. The consequences of small sample statistics for very small IWA thus range from severe to acceptable, depending on the final application and total information available. If spatio-temporal correlations remain (e.g., MR) despite efforts to whiten the data products, the Student’s t -test will not provide correct significance levels. As mentioned above, the non-parametric Wilcoxon rank tests or bootstrapping should be considered instead, but only if there is more than one element in the test sample.

4.2. Many Objects, Surveys

There are several important factors to consider when analyzing many objects as part, for instance, of a survey conducted in order to statistically constraint populations of low-mass stellar companions, brown dwarfs, planets, or even circumstellar disks.

4.2.1. More Information is Good

The amount of information provided by a survey or analysis of archival data could in principle alleviate small sample statistics effects by two complementary mechanisms. First, if there is indeed residual correlated noise (super-static speckles), it will be more easily characterized because of the large sample available (the empirical PDF will be better sampled). Second, if correlated noise is still present in the data, it should also be straightforward to remove it with methods such as a PCA of the PSF library provided by the survey targets (Soummer et al. 2012).

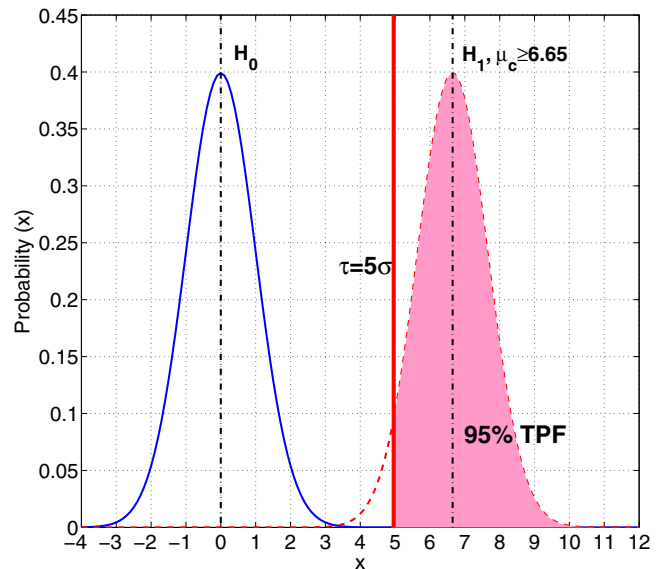


Figure 10. Formal SDT definition of completeness (or sensitivity) for a TPF of 95% with a detection threshold set at $\tau = 5\sigma$. The blue curve is the intensity distribution under the signal absent hypothesis H_0 and the red curve is the intensity distribution under the signal present hypothesis H_1 . The 95% completeness (pink area) at a 5σ threshold is for signals $\mu_c \simeq 5\sigma + 1.65\sigma = 6.65\sigma$.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

4.2.2. Alternative Definition of Contrast Relevant to Surveys

Some authors (e.g., Wahhaj et al. 2013) argue that the TPF (completeness) is more relevant than the FPF, especially when using a survey to obtain planet population constraints. Indeed, their argument is since detected companions are observed a second time to check for common proper motion with the primary, the chance of a repeated false detection is $\sim \text{FPF}^2$ (assuming both observations are uncorrelated, which can be the case; see Milli et al. (2014) for instance), and thus the combined FPF is small. In other words, to derive planet population constraints, one should mainly be concerned about the probability of detecting a planetary object with a given mass and thus contrast at a given separation, which is different than what Equation (9) defines, i.e., the contrast under which we accept the null hypothesis with a given CL. The completeness contrast for a desired TPF (e.g., 95%) and detection threshold τ is defined as μ_c , obtained from Equation (3). So we have

$$\int_{\mu_c - \tau}^{+\infty} pr(x|H_1, \mu_c) dx = \text{TPF}. \quad (12)$$

Figure 10 visually illustrates the SDT definition of 95% completeness (or sensitivity) based on Equation (12) for a threshold set at $\tau = 5\sigma$. According to this definition, the 95% completeness level μ_c is always ~ 1.65 above the threshold τ . Following the SDT formalism, the effect of small sample statistics can then easily be calculated as one only needs to substitute $pr(x|H_1, \mu_c)$ with the Student’s t -distribution instead of the normal distribution. The penalties at small angles are significant but not dramatic (see Table 1).

A low false alarm probability ensures one does not waste time following false detections. At small IWA, near typical target stars in exoplanet surveys, the probability of detecting background stars is very small (this probability can easily be

Table 1
The Effect of Small Sample Statistics on Specificity and Sensitivity for High-contrast Imaging at Small Angles

Radius (λ/D)	$\mu_c - \tau^a$	$\tau^{5\sigma^b}$	$\tau^{3\sigma^c}$
1	2.1	10	2.26
2	1.8	2.2	1.35
3	1.74	1.6	1.2
4	1.71	1.4	1.14
5	1.70	1.3	1.1
10	1.67	1.12	1.05
∞	1.65	1.0	1.0

Notes.

^a To achieve 95% completeness at μ_c , the threshold must be set this many σ below μ_c .

^b Penalty factor for the contrast at 3×10^{-7} FPF (5σ Gaussian) to account for small sample statistics.

^c Penalty factor for the contrast at 1.35×10^{-3} FPF (3σ Gaussian) to account for small sample statistics.

calculated using population models for the galaxy such as TRILEGAL, see, e.g., Vanhollebeke et al. 2009). Thus, setting a 3σ detection threshold at small IWA yields a negligible number of background sources to follow up and only $\sim 2\%$ false detections (and hopefully some real companion detections). Thus wasteful follow-up in this case would be minimal. Note that this argument would only be partially valid for the E-ELT or a space-based coronagraph, where telescope time is very costly and the competition significant. The completeness contrast (e.g., contrast at which 95% of real objects are recovered; see Wahhaj et al. 2013) should be the main concern when deriving population constraints from a null results survey. Therefore, given the $\mu_c - \tau$ difference, we argue here that a lower threshold level is recommended at small angles, for instance $\tau = 3\sigma$, which would yield 95% completeness for sources the $3\sigma + 2.1\sigma \simeq 5\sigma$ level in the worst case, i.e., the smallest possible angle $1\lambda/D$ (see Table 1).

5. CONCLUSION

The penalty factor induced by small sample statistics on contrast computed at very small angles has been presented for the first time. Its impact on the determination of detection limits has been reviewed for several practical cases (single object, one or multiple frames, and surveys). Our recommendation is to use the robust Student's t -distribution to mitigate the poor knowledge of speckle statistics at small angles after doing a normality test to ensure that the underlying PDF is approximately Gaussian. The price to pay, if one wants to maintain the $1-3 \times 10^{-7}$ CL, is a detection threshold up to 10 times higher at $1\lambda/D$ than commonly used at larger separations, and up to two times higher at $2\lambda/D$. Of course, this penalty puts heavy burden on contrast requirements for very small IWA coronagraphs. The penalty decreases rapidly with separation though, for example by a factor of five between 1 and $2 \lambda/D$, which indicates that $2\lambda/D$ might potentially be a practical limit to small IWA coronagraphy. Note that this statistical limitation does not preclude detections at very small angles (see, e.g., Mawet et al. 2011; Mawet et al. 2011a), but makes it significantly harder from a rigorous SDT standpoint.

Alternatively, the same good sensitivity to 5σ sources can be maintained at all separations, but one has to accept the unavoidable reduced CLs, down to $\sim 1-0.00134993$ (equivalent

to 3σ Gaussian), and corresponding increase in false alarm probability at small angles. Even at relatively larger radii, false alarm probabilities can be significantly degraded, e.g., a factor of 10 degradation at $r = 10\lambda/D$, and a factor of 100 at $r = 4\lambda/D$! Finally, and most importantly, we argue here that the completeness contrast is in some contexts (surveys) more relevant than the false alarm contrast, justifying lowering the threshold to, e.g., $\tau = 3\sigma$, which reduces relative small-sample penalty factors significantly and yields for instance a 95% completeness contrast of $\sim 5\sigma$. To conclude this work, we strongly advise the high-contrast imaging community to take a deeper look at contrast definitions and speckle statistics in general and put them in the broader context of SDT. This is particularly relevant in the wake of the golden age of high-contrast imaging, with many new systems and upgrades coming online (e.g., SPHERE (Kasper et al. 2012); GPI (Macintosh et al. 2014); and recent NACO upgrades (Mawet et al. 2013; Absil et al. 2013)), as well as a series of ground-based extremely large telescope (ELT) projects (e.g., PFI (Macintosh et al. 2006) and EPICS/PCS; see Kasper et al. 2010) and space-based missions (e.g., WFIRST-AFTA, see Spergel et al. (2013) or EXCEDE, see Guyon et al. 2012).

This work was carried out at the European Southern Observatory (ESO) site of Vitacura (Santiago, Chile). The authors thank the referee for their critical, thorough, and very constructive review of the manuscript.

REFERENCES

- Absil, O., Milli, J., Mawet, D., et al. 2013, *A&A*, 559, L12
- Aime, C., & Soummer, R. 2004, *ApJL*, 612, L85
- Bloemhof, E. E. 2004, *OptL*, 29, 159
- Boccaletti, A., Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Brown, R. A. 2005, *ApJ*, 624, 1010
- Caucci, L., Barrett, H. H., Devaney, N., & Rodríguez, J. J. 2007, *JOSAA*, 24, 13
- Fitzgerald, M. P., & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 637, 541
- Give'on, A., Kern, B., Shaklan, S., Moody, D. C., & Pueyo, L. 2007, *Proc. SPIE*, 6691
- Guyon, O. 2003, *A&A*, 404, 379
- Guyon, O., Matsuo, T., & Angel, R. 2009, *ApJ*, 693, 75
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006, *ApJS*, 167, 81
- Guyon, O., Schneider, G., Belikov, R., & Tenerelli, D. J. 2012, *Proc.*, *SPIE*, 8442
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, *ApJ*, 654, 633
- Johnson, V. E. 2013, *PNAS*, 110, 19313
- Kasdin, N. J., & Braems, I. 2006, *ApJ*, 646, 1260
- Kasper, M., Beuzit, J.-L., Feldt, M., et al. 2012, *Msngr*, 149, 17
- Kasper, M., Beuzit, J.-L., Verinaud, C., et al. 2010, *Proc.*, *SPIE*, 7735
- Kenworthy, M., Quanz, S., Meyer, M., et al. 2010, *Msngr*, 141, 2
- Kenworthy, M. A., Meshkat, T., Quanz, S. P., et al. 2013, *ApJ*, 764, 7
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lange, K., Little, R., & Taylor, J. 1989, *J. Am. Stat. Assoc.*, 84, 881
- Lawson, P. R., Poyneer, L., Barrett, H., et al. 2012, *Proc.*, *SPIE*, 8447
- Loh, J. M. 2008, *ApJ*, 681, 726
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, arXiv e-prints
- Macintosh, B., Troy, M., Doyon, R., et al. 2006, *Proc.*, *SPIE*, 6272
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, 107, 386
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008, *ApJ*, 673, 647
- Martinache, F., Guyon, O., Clergeon, C., Garrel, V., & Blain, C. 2012, *Proc.*, *SPIE*, 8447

Q4
Q5

Q6

Q7

Q8

- Mawet, D., Absil, O., Delacroix, C., et al. 2013, *A&A*, **552**, L13
- Mawet, D., Mennesson, B., Serabyn, E., Stapelfeldt, K., & Absil, O. 2011a, *ApJL*, **738**, L12
- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, Proc., SPIE, 8442
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, **633**, 1191
- Mawet, D., Serabyn, E., Wallace, J. K., & Pueyo, L. 2011b, *OptL*, **36**, 1506
- Meshkat, T., Bailey, V., Rameau, J., et al. 2013, *ApJL*, **775**, L40
- Milli, J., Lagrange, A.-M., Mawet, D., et al. 2014, *A&A*, submitted
- Oppenheimer, B. R., Baranec, C., Beichman, C., et al. 2013, *ApJ*, **768**, 24
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., & Graham, J. R. 2003, *ApJ*, **596**, 702
- Quanz, S. P., Meyer, M. R., Kenworthy, M. A., et al. 2010, *ApJL*, **722**, L49
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *ApJL*, **779**, L26
- Razali, N., & Wah, Y. B. 2012, *J. Stat. Modeling Anal.*, **2**, 21
- Riaud, P., Mawet, D., Absil, O., et al. 2006, *A&A*, **458**, 317
- Roddier, F., & Roddier, C. 1997, *PASP*, **109**, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, **112**, 1479
- Serabyn, E., Mawet, D., Bloemhof, E., et al. 2009, *ApJ*, **696**, 40
- Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, *Natur*, **464**, 1018
- Shapiro, S., & Wilk, M. 1965, *Biometrika*, **52**, 591
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, *ApJ*, **669**, 642
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJL*, **755**, L28
- Spergel, D., Gehrels, N., Breckinridge, J., et al. 2013, arXiv e-prints
- Student, W. S. G. 1908, *Biometrika*, **6**, 1
- Vanhollebeke, E., Groenewegen, M. A. T., & Girardi, L. 2009, *A&A*, **498**, 95
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2013, *ApJ*, **779**, 80
- Wilcoxon, F. 1945, *Biometrics Bull.*, **1**, 80

Q9

Queries

Page 1

Q1

Author: Please define the acronyms “GPI,” “DOF,” and “PFI.”

Page 3

Q2

Author: Please define the term “resp.” Do you mean “respectively”?

Q3

Author: Please provide source of direct quote (reference and page number) in the sentence “However, one....”

Page 10

Q4

Author: Please confirm if reference citation “Mawet et al. (2011)” should be “Mawet et al. (2011a)” or “Mawet et al. (2011b)” or both here.

Q5

Author: Please confirm whether the reference “Mawet et al. (2011a)” to the sentence “Note that...” is correct as included.

Q6

Author: Please check the details for any journal references that do not have a pale purple link (CrossRef doi) or a blue link (NASA ADS or arXiv e-print) in the two-column proof (article-style layout). A journal reference with no links may contain some incorrect information.

Q7

Author: Please provide page numbers in references “Give’on et al. (2007),” “Guyon et al. (2012),” “Kasper et al. (2010),” “Lawson et al. (2012),” “Macintosh et al. (2006),” “Martinache et al. (2012),” and “Mawet et al. (2012).”

Q8

Author: Please provide the arXiv number for references “Macintosh et al. (2014)” and “Spergel et al. (2013),” and kindly also update them if possible.

Page 11

Q9

Author: Please provide volume and page numbers in reference “Milli et al. (2014).”

Online-only colour figures

This proof PDF is identical in specification to the PDF file that will be published in the online journal. To view any online-only color figures as they will appear in the printed journal, we recommend that this color PDF file be printed on a black & white printer.

Annexe I

La possibilité de détecter la poussière chaude pour la première fois par imagerie directe

Je présente ci-dessous une demande de temps au télescope GPI menée par Mark Booth. J'ai été le référant technique de cette demande en proposant la configuration instrumentale, et en effectuant une simulation de transfert radiatif avec l'outil MCFOST pour prédire le niveau de flux attendu du disque. D'un point de vue astrophysique, le cas est très intéressant car le disque possède une luminosité fractionnelle importante de 2.8×10^{-4} mais pas d'excès infrarouge au-delà de $25\mu\text{m}$, interprété comme un disque de poussière chaude à quelques ua, probablement causé par un impact récent. Sa détection constituerait la première détection de poussière exozodiacale en imagerie directe.

PROPUESTA CONICYT-Gemini

observing time request summary

Semester: 2014B

Observing Mode: Queue

Gemini Reference:

Instruments:

GPI

Time Awarded: NaN

Thesis: Yes

Band 3 Acceptable: No

Title:

Imaging Dust from an Extrasolar Asteroid Collision

Principal Investigator:

Mark Booth

PI institution:

Pontificia Universidad Catolica de Chile, Instituto de Astrofísica
Pontificia Universidad Católica de Chile Vicuña Mackenna 4860
7820436 Macul Santiago Chile , Chile

PI status:

PhD

PI phone/e-mail:

/ mbooth@astro.puc.cl

Co-Investigators:

Julien Milli: European Southern Observatory, jmilli@eso.org
Steve Ertel: European Southern Observatory, sertel@eso.org
Zack Draper (**thesis**): University of Victoria, zackdraper@gmail.com
Carey Lisse: Johns Hopkins University, Carey.Lisse@jhuapl.edu
Dimitri Mawet: European Southern Observatory, dmawet@eso.org
Zahed Wahhaj: European Southern Observatory, zwahhaj@eso.org
Paul Kalas: UC Berkeley, kalas@berkeley.edu
Andres Jordan: Pontificia Universidad Catolica de Chile, ajordan@astro.puc.cl
Brenda Matthews: NRC Herzberg, Brenda.Matthews@nrc-cnrc.gc.ca
Christine Chen: Space Telescope Science Institute, cchen@stsci.edu
Christophe Pinte: UMI - FCA, Universidad de Chile, christophe.pinte@obs.ujf-grenoble.fr
David Mouillet: Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, david.mouillet@obs.ujf-grenoble.fr
Lucas Cieza: Universidad Diego Portales, lucas.cieza@mail.udp.cl

Partner Submission Details *(multiple entries for joint proposals)*

Partner	Lead	PI Request		NTAC Recommendation			
		Time	Min	Reference	Time	Min	Rank
Chile	Booth	2.2 hr	2.2 hr		NaN	NaN	
	<i>Total Time</i>	<i>2.2 hr</i>	<i>2.2 hr</i>		<i>0.0 hr</i>	<i>0.0 hr</i>	

Abstract

HD 69830 is a star hosting a remarkable planetary system. Within 0.7 AU lie three giant planets. Just beyond their orbits is a belt of dust that is a few magnitudes brighter than expected given the 6 Gyr age of the system, implying that the dust must have been produced in a transient event. The dust emission

PROPUESTA CONICYT-Gemini

observing time request summary

has so far only been detected in a narrow range of wavelengths from 8-25 μ m. It has been shown that the spectrum closely resembles the spectra of C type asteroids. The current leading theory to explain the previous observations is that the dust has been created by the collisional destruction of a ~30km asteroid. The observations proposed here would represent the first polarisation observations of dust created by an extrasolar asteroid collision. They would enable us to resolve the disc to an accuracy of 0.18AU and provide more details on the nature of the dust grains.

TAC Category / Keywords

Galactic / Planetary systems, Dust, Circumstellar matter

Scheduling Constraints

Observation Details (Band 1/2)

Observation	RA	Dec	Brightness	Total Time (including overheads)
hd 69830	08:18:23.947	-12:37:55.812	6.74 B Vega, 5.95 V Vega, 5.18 I Vega, 5.00 Y Vega, 4.95 J Vega, 4.36 H Vega, 4.16 K Vega	2.2 hr
Conditions: CC 70%/Cirrus, IQ 20%/Best, SB Any/Bright, WV 20%/Low				
Resources: GPI H direct Wollaston				

Scientific Justification

Debris discs are detected by the thermal emission and scattered light of dust grains. These dust grains are generally thought to be the product of collisions within planetesimal belts analogous to the Solar System's asteroid and Kuiper belts. The size distribution of the dust is in a quasi-steady state with mass loss occurring at the small size end due to radiation pressure and Poynting-Robertson drag. Wyatt et al. (2007) show that such assumptions can be used to analytically define a maximum mass (and, therefore, a maximum fractional luminosity) of a debris disc given its age. The majority of debris discs conform to this but a select few systems are seen to have such high levels of dust within a few AU of their host stars that it can only be explained as the result of transient processes.

A number of possibilities have been suggested to explain the presence of such high levels of warm dust including an event similar to the Late Heavy Bombardment (LHB) of our Solar System (Booth et al. 2009) and a disc of highly eccentric planetesimals that results in a decreased collision rate (Wyatt et al. 2010). Such models require that a cold population of planetesimals is also present such as in the η Corvi system. However, there is one transient debris disc that only shows warm dust emission: HD 69830. The goal of this proposal is to resolve the debris disc of this system for the first time. **This would constitute the first polarisation observation of asteroidal dust in the terrestrial planet zone around another star** and would not only tell us a lot about this system but also enable us to compare the properties of this dust with that in our Solar System.

HD 69830 is a star very similar to our own Sun (it has a spectral type of G8V and an age of 5.7 ± 4.9 Gyr; Vican 2012) but with a very different planetary system. It is orbited by three planets of masses ~ 50 -100 M_{\oplus} (assuming orbits coplanar with the stellar inclination axis of 13° ; Simpson et al. 2010) all within 0.7 AU (Lovis et al. 2006). Thermal dust emission has been detected by IRAS at $25 \mu\text{m}$, Spitzer IRS and Spitzer MIPS at $24 \mu\text{m}$ (Beichman et al. 2005, see figure 1a.) and it has a fractional luminosity of 2.8×10^{-4} (Olofsson et al. 2012). No excess emission is detected at longer Spitzer wavelengths or with Herschel (Eiroa et al. 2013). Neither has any excess emission been detected at shorter wavelengths with Spitzer IRAC, Keck or Gemini (Beichman et al. 2011). Interferometry observations with CHARA/FLUOR (Absil et al. 2013) and VLTI/PIONIER (Ertel et al. in prep) have also failed to detect any excess implying that the dust distribution does not reach far enough inwards to produce very hot emission or to fall into the field of view of near-IR interferometry (~ 1 AU in radius for CHARA/FLUOR). Observations using mid-IR interferometry constrain the dust to < 2.4 AU (Smith et al. 2009). There is no evidence for variability in the photometry or spectrum over timescales of a few years (Beichman et al. 2011). At a distance of only 12.5 pc, this is the closest system with transient dust and provides the best to gain a polarisation image of dust at only 1 AU from the star.

Beichman et al. (2011) show that the IRS spectra and photometry are best fit by crystalline silicate grains around 1 AU, similar in composition to C-type asteroids (see figure 1b.). This leads them to the conclusion that an asteroid collision is the most likely cause of the large quantities of dust present in the system. However, high resolution observations are necessary to accurately determine the location of the dust. These observations will also be able to detect asymmetries due to clumpiness in the disc and eccentricity of the disc that can inform us about interactions between the disc and the planets and allow us to infer more details that led to the transient event. **The observations proposed here will provide a resolution of 0.18 AU** and so enable highly accurate measurements of the width of the disc and any asymmetries in it. The polarisation data can be used to constrain the structure and size of the particles as has been done for other debris discs (e.g. Graham et al. 2007) and so we can use this to test the compositional model of Beichman et al. (2011) and learn more about the properties of these asteroidal dust particles.

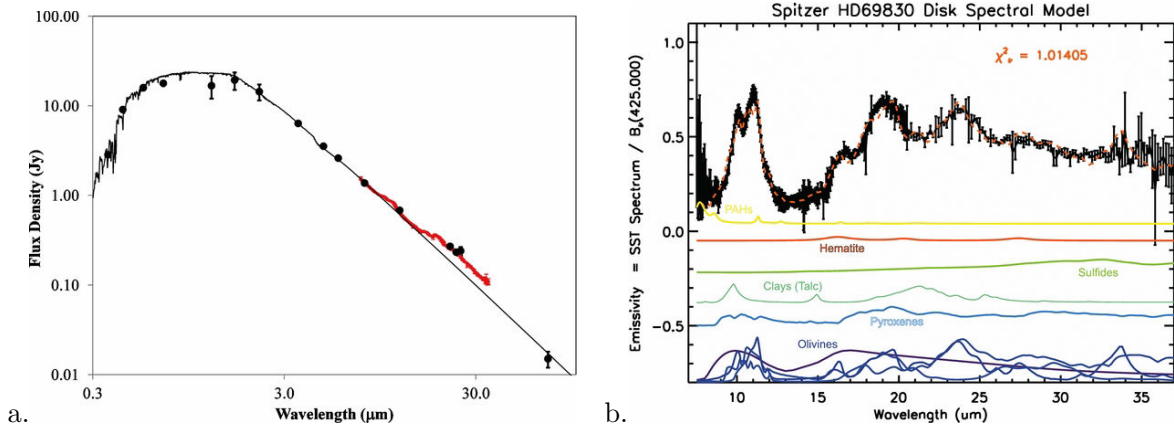


Figure 1: a. Spectral energy distribution showing the observed photometry (black dots), Kurucz model photosphere (black line) and the IRS spectrum (red line). b. IRS spectrum (black) and model fit (orange dashed line) with the photosphere subtracted and divided by a 425 K blackbody. Below the spectrum are shown the components of the model fit. (Both figures from Beichman et al. 2011.)

References

- Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V., et al. 2013, *A&A*, 555, A104
 Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., et al. 2005, *ApJ*, 626, 1061
 Beichman, C. A., Lisse, C. M., Tanner, A. M., et al. 2011, *ApJ*, 743, 85
 Booth, M., Wyatt, M. C., Morbidelli, A., Moro-Martín, A., & Levison, H. F. 2009, *MNRAS*, 399, 385
 Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A11
 Graham, J. R., Kalas, P. G., & Matthews, B. C. 2007, *ApJ*, 654, 595
 Lisse, C. M., Wyatt, M. C., Chen, C. H., et al. 2012, *ApJ*, 747, 93
 Lovis, C., Mayor, M., Olofsson, J., Juhász, A., Henning, T., et al. 2012, *A&A*, 547, 1
 Pepe, F., et al. 2006, *Nature*, 441, 305
 Simpson, E. K., Baliunas, S. L., Henry, G. W., & Watson, C. A. 2010, *MNRAS*, 408, 1666
 Smith, R., Wyatt, M. C., & Haniff, C. A. 2009, *A&A*, 503, 265
 Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2013, *ApJ*, 763, L29
 Thalmann, C., Mulders, G. D., Hodapp, K., et al. 2014, arXiv:1402.1766
 Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., et al. 2007, *ApJ*, 658, 569
 Wyatt, M. C., Booth, M., Payne, M. J., & Churcher, L. J. 2010, *MNRAS*, 402, 657
 Vican, L. 2012, *AJ*, 143, 135

Experimental Design

An image in H band polarimetry with no coronagraph is requested of the Sun-like star HD 69830. HD 69830 has been selected due to its high fractional luminosity, proximity, expected narrow debris belt width at close location to the star and it's almost face-on nature allowing for an increased chance of detection in polarised light. Our focus is on a detection in polarised light. In the case of detection, we would process the image using angular differential imaging (ADI) to get the intensity of the disc, with the help of forward modelling to account for the flux losses due to an extended object seen close to face-on (Thalmann et al 2013, 2014, Milli et al. submitted).

Technical Description

We will conduct the observations using H-band polarimetry on GPI with no coronagraph. The proximity of the dust to the star ($\sim 0.08''$) means that the observation must be carried out without a coronagraph, this also rules out the possibility of standard scattered light simulations and so polarimetry must be used to cancel out the starlight. The low surface brightness signal of the debris disks (expected) means that H band is the best compromise between the higher thermal background of the K band, and the lower Strehl correction of J-band observations. Due to the small separation between the disc and the star and the as yet uncharacterised nature of polarisation observations without coronagraph, we request two hours of observation time, double the nominal observation time to greatly improve the chances of a detection. The target must be observed at meridian to give the largest field rotation needed for ADI. For the weather we require good image quality to give us the best Strehl ratio, but a thin layer of cirrus would not hamper the observations. We require the shortest exposure times of 1.5s to avoid issues with saturation of the detector.

Band 3 Plan

This program is not suitable for band 3.

Classical Backup Program

This is not a classical request

Justify Target Duplications

GPI has never been used to observe HD 69830 and this target is not part of the GPIES target list. Prior observations of this target have been conducted with TReCS and Michelle, but neither of these had polarimetry capability.

Publications

Beichman, C. A., **Lisse, C. M.**, Tanner, A. M., et al. 2011, ApJ, 743, 85
Booth, M., Wyatt, M. C., Morbidelli, A., Moro-Martín, A., & Levison, H. F. 2009, MNRAS, 399, 385
Graham, J. R., **Kalas, P. G.**, & **Matthews, B. C.** 2007, ApJ, 654, 595
Lisse, C. M., Wyatt, M. C., **Chen, C. H.**, et al. 2012, ApJ, 747, 93
Wyatt, M. C., **Booth, M.**, Payne, M. J., & Churcher, L. J. 2010, MNRAS, 402, 657

Contraindre la distribution des planétésimaux de HR 4796 avec ALMA

J'ai rédigé à deux reprises une demande de temps sur le radiotélescope ALMA pour la cible HR 4796 en bande 7 ($870\mu\text{m}$), malheureusement refusée. Les buts de telles observations sont les suivants :

1. caractériser la distribution spatiale des grains millimétriques moins sensibles à la pression de radiation. Ils constituent donc de meilleurs traceurs de la population de corps parents dont ils sont issus.
2. étudier les propriétés physiques des grains, en modélisant le transfert radiatif dans le disque
3. contraindre la dynamique du disque, en mesurant notamment la pente externe de la distribution volumique de poussière et le rayon correspondant au pic de densité. La résolution fournie par ALMA en bande 7 permet une telle interprétation comme démontré ci dessous.
4. tester la présence de gaz, qui est une hypothèse alternative à la présence de planètes pour expliquer la pente très forte de la distribution de brillance en lumière diffusée ([Lyra & Kuchner 2013](#)).

Avec Steve Ertel et Anne-Marie Lagrange, nous avons simulé cinq distributions différentes de poussière millimétrique. La distribution est axisymétrique, et est paramétrée selon la forme $\rho(r, z) = \rho_0 R(r) Z(r, z)$ ou $Z(r, z)$ est la distribution verticale supposée gaussienne d'échelle de hauteur 1AU au rayon r_0 et variant linéairement avec r . $R(r)$ est la distribution radiale dans le plan médian. Elle atteint son maximum au rayon r_0 , et suit une loi puissance $\left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha$ d'indice $\alpha = \alpha_{in} = 2$ en dessous de r_0 , et $\alpha = \alpha_{out} \leq 0$ au-delà de r_0 . Les valeurs de r_0 et α_{out} des cinq scénarios sont présentés sur la Figure J.2. Les résultats sont illustrés sur la Figure J.1

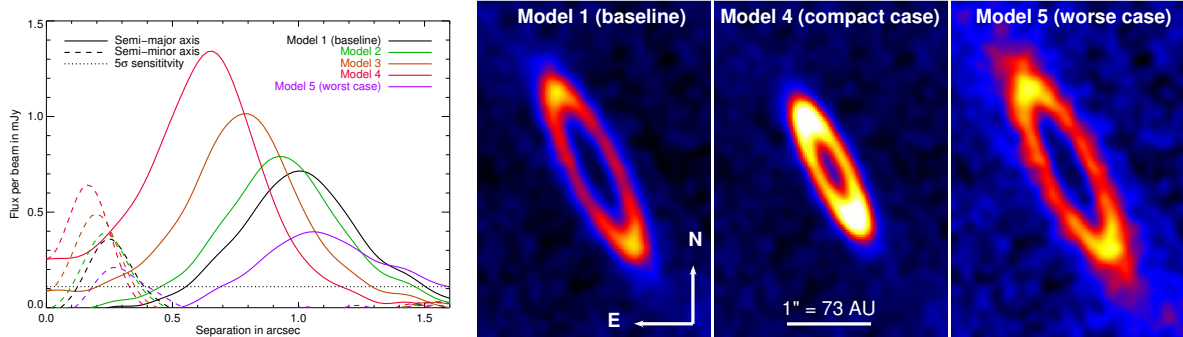


FIGURE J.1 — *Gauche* : Flux par faisceau le long du demi-grand axe et du demi-petit axe. *Droite* : images synthétiques produites par le simulateur ALMA, illustrant visuellement la capacité de distinguer parmi les différents cas de figure.

Table 1:

Model	r_0 (AU)	α_{out}
1	77.5	-5
2	72.5	-5
3	62.5	-5
4	52.5	-5
5	77.5	-2

FIGURE J.2 — *Paramètres utilisés dans les cinq scénarios*

Liste de publications

Revue à comité de lecture

- **Milli, J.** ; Mawet, D. ; Pinte, C. ; Lagrange, A.-M. ; Mouillet, D. ; Girard, J.H. ; Augereau, J.-C. ; De Boer, J. ; Choquet, E. *New constraints on the dust surrounding HR 4796 A*, soumis à A&A
- **Milli, J.** ; Lagrange, A.M. ; Mawet, D. ; Absil, O. ; Mouillet, D. ; Girard, J. H. ; Augereau, J.-C., *Very deep images of the innermost regions of the β Pictoris debris disk at L'* , A&A, 556, 64 (2014)
- Mawet, D. ; **Milli, J.** ; Wahhaj, Z. ; Pelat, D. ; Absil, O. ; Delacroix, C. ; Boccaletti, A. ; Kasper, M. ; Kenworthy, M. ; Marois, C. ; Mennesson, B. ; Pueyo, L. ; *Fundamental limitations of high contrast imaging set by small sample statistics*, ApJ (2014)
- Ertel, S. ; Absil, O. ; Defrère, D. ; Le Bouquin, J.-B. ; Augereau, J.-C. ; Marion, L. ; Blind, N. ; Bonsor, A. ; Bryden, G. ; Lebreton, J. ; **Milli, J.** ; *A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in H-band with VLT/PIONIER*, soumis à A&A
- Reggiani, M. ; Quanz, S. Meyer, M. ; Pueyo, L. ; Absil, O. ; Amara, A. ; Anglada, G. ; Avenhaus, H. ; Girard, J.H. ; Carrasco Gonzalez, C. ; Graham, J. ; Mawet, D. ; Meru, F. ; **Milli, J.** ; Osorio, M. ; Wolff, S. ; Torrelles, J.-M. ; *Discovery of a substellar candidate in the HD 169142 transition disk and the possibility of multiple planet formation*, soumis à ApJ
- Faramaz, V. ; Beust, H. ; Thébault, P. and Augereau, J.-C. ; Bonsor, A. ; del Burgo, C. ; Ertel, S. ; Marshall, J. P. ; **Milli, J.** ; Montesinos, B. ; Mora, A. ; Bryden, G. ; Danchi, W. ; Eiroa, C. ; White, G. J. ; Wolf, S. ; *Can eccentric debris disks be long-lived?. A first numerical investigation and application to ζ^2 Reticuli*, A&A (2014)
- **Milli, J.** ; Mouillet, D. ; Mawet, D. ; Schmid, H. M. ; Bazzon, A. ; Girard, J. H. ; Dohlen, K. ; Roelfsema, R., *Prospects of detecting the polarimetric signature of the Earth-mass planet α Centauri B b with SPHERE/ZIMPOL*, A&A, 556, 64 (2013)
- Absil, O. ; **Milli, J.** ; Mawet, D., Lagrange, A.M. ; Girard, J. ; Chauvin, G. ; Boccaletti, A. ; Delacroix, C. ; Surdej, J., *Searching for companions down to 2 AU from β Pictoris using the L' -band AGPM coronagraph on VLT/NACO*, A&A (2013)
- Rameau, J. ; Chauvin, G. ; Lagrange, A.-M. ; Thébault, P. ; **Milli, J.** ; Girard, J. H. ; Bonnefoy, M. , *High-contrast imaging of the close environment of HD 142527*, A&A, 546, 24 (2012)
- Mawet, D. ; Absil, O. ; Delacroix, C. ; Girard, J. H. ; **Milli, J.** ; O'Neal, J. ; Baudoz, P. ; Boccaletti, A. ; Bourget, P. ; Christiaens, V. ; Forsberg, P. ; Gonté, F. ; Habraken, S. ; Hanot, C. ; Karlsson, M. ; Kasper, M. ; Lizon, J.-L. ; Muzic, K. ; Olivier, R. ; Peña, E. ;

Slusarenko, N. ; Tacconi-Garman, L. E. ; Surdej, J. , *L'-band AGPM vector vortex coronagraph's first light on VLT/NACO. Discovery of a late-type companion at two beamwidths from an FOV* , A&A, 552, 13 (2013)

- **Milli, J.** ; Mouillet, D. ; Lagrange, A.-M. ; Boccaletti, A. ; Mawet, D. ; Chauvin, G. ; Bonnefoy, M. *Impact of angular differential imaging on circumstellar disk images*, A&A, 545, 111 (2012)
- Lagrange, A.-M. ; **Milli, J.** ; Boccaletti, A. ; Lacour, S. ; Thebault, P. ; Chauvin, G. ; Mouillet, D. ; Augereau, J. C. ; Bonnefoy, M. ; Ehrenreich, D. ; Kral, Q. *An insight in the surroundings of HR 4796*, A&A, 546, 38 (2012)
- Lagrange, A.-M. ; Boccaletti, A. ; **Milli, J.** ; Chauvin, G. ; Bonnefoy, M. ; Mouillet, D. ; Augereau, J. C. ; Girard, J. H. ; Lacour, S. ; Apai, D. *The position of β Pictoris b position relative to the debris disk*, A&A, 542, 40 (2012)
- Boccaletti, A. ; Augereau, J.-C. ; Lagrange, A.-M. ; **Milli, J.** ; Baudoz, P. ; Mawet, D. ; Mouillet, D. ; Lebreton, J. ; Maire, A.-L. *Morphology of the very inclined debris disk around HD 32297*, A&A, 544, 85 (2012)

Revue sans comité de lecture

- Mawet, D. ; Absil, O. ; Girard, J. H. ; **Milli, J.** ; O'Neal, J. ; Delacroix, C. ; Baudoz, P. ; Boccaletti, A. ; Bourget, P. ; Christiaens, V. ; Forsberg, P. ; Gonté, F. ; Habraken, S. ; Hanot, C. ; Karlsson, M. ; Kasper, M. ; Lagrange, A. ; Lizon, J. ; Muzic, K. ; Peña, E. ; Olivier, R. ; Slusarenko, N. ; Tacconi-Garman, L. E. ; Surdej, J. *High Contrast Imaging with the New Vortex Coronagraph on NACO*, The Messenger, vol. 152 (2013)

Actes de conférence

- De Boer, J. ; Girard, J. H. ; Mawet, D. ; Snikb, F. ; Keller, C. ; **Milli, J.** ; *Characterizing Instrumental Effects on Polarization at a Nasmyth focus using NaCo*, Proceedings of the SPIE conference , Montreal (2014)
- Schmid, H.-M. ; Roelfsema, R. ; Mouillet, D. ; **Milli, J.** ; De Boer, J. ; Gisler, D. ; Bazzon, A. ; Pragt, J. ; Beuzit, J.-L. ; Costille, A. ; Dohlen, K. ; Dominik, C. ; Feldt, M. ; Kasper, M. ; Keller, C. ; Mawet, D. ; Puget, P. ; Salasnich, B. ; Thalmann, C. ; Wildi, F. ; *Differential polarimetric beam shifts in the high contrast imaging polarimeter ZIMPOL / SPHERE*, Proceedings of the SPIE conference , Montreal (2014)
- Langlois, M. ; **Milli, J.** ; *High contrast polarimetry in the infrared with SPHERE on the VLT*, Proceedings of the SPIE conference , Montreal (2014)
- **Milli, J.** ; Mawet, D. ; Absil O. ; Lagrange A.-M. ; Mouillet D. ; Augereau J.-C. ; Girard, J. H. ; *First high resolution L' images of the β Pictoris debris disk with NaCo/VLT*, Proceedings of the IAU Symposium 299, Victoria, Canada (2013)
- Mawet, D. ; Absil, O. ; **Milli, J.** ; Baudoz, P. ; Boccaletti, A. ; Chauvin, G. ; Delacroix, C. ; Girard, J. H. ; Lagrange, A. M. ; O'Neal, J. ; Bourget, P. ; Forsberg, P. ; Gonté, F. ; Habraken, S. ; Hanot, C. ; Karlsson, M. ; Kasper, M. ; Lizon, J.-L. ; Muzic, K. ; Olivier, R. ; Pena, E. ; Slusarenko, N. ; Tacconi-Garman, L. E. ; Surdej, J. ; *Companion search around β Pictoris with the newly commissioned L' band vector vortex coronagraph on VLT/NACO*, Proceedings of the IAU Symposium 299, Victoria, Canada (2013)
- Patru, F. ; Antichi, J. ; Rabou, P. ; Giro, E. ; Mawet, D. ; **Milli, J.** ; Girard, J. H. ; *Discret aperture mapping with a micro-lenses array for interferometric direct imaging*, Proceedings of the Third AO4ELT Conference, Venice, Italy (2013)

-
- Mawet, D. ; Pueyo, L. ; Lawson, P. ; Mugnier, L. ; Traub, W. ; Boccaletti, A. ; Trauger, J. T. ; Gladysz, S. ; Serabyn, E. ; **Milli, J.** ; Belikov, R. ; Kasper, M. ; Baudoz, P. ; Macintosh, B. ; Marois, C. ; Oppenheimer, B. ; Barrett, H. ; Beuzit, J.-L. ; Devaney, N. ; Girard, J. ; Guyon, O. ; Krist, J. ; Mennesson, B. ; Mouillet, D. ; Murakami, N. ; Poyneer, L. ; Savransky, D. ; Vérinaud, C. ; Wallace, J. K. *Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems* Proceedings of the SPIE conference 8442, Amsterdam (2012)

Contributions à des conférences

- Poster : **Very deep images of the disk of β Pictoris with VLT/NaCo at L'** , Thirty years of beta Pic and debris disk studies, IAP Paris, France Septembre 2014
- Présentation orale flash (2min) : **HR4796 and β Pictoris observed with NaCo**, 2014 Sagan Exoplanet Summer Workshop, NASA JPL Pasadena, USA Juillet 2014
- Poster : **Very deep images of the disk of β Pictoris with VLT/NaCo at L'** , 2014 Sagan Exoplanet Summer Workshop, NASA JPL Pasadena, USA Juillet 2014
- Présentation orale : **Reconnaissance of the β Pictoris system down to 2 AU with VLT/NaCo**, EPSC, London Septembre 2013
- Poster : **First high resolution L' images of the β Pictoris debris disk with NaCo/VLT**, IAU Symposium 299, Victoria, Canada Juin 2013
- Présentation orale : **Data reduction of high-contrast circumstellar disk images**, Observing Planetary Systems II, Santiago, Chile March 2012
- Poster : **Angular Differential Imaging of Disks and application to β Pictoris**, Signposts of planets, NASA GSFC Baltimore, USA Octobre 2011

Bibliographie

- Absil, O., Defrère, D., Coudé du Foresto, V., et al. 2013a, *A&A*, 555, A104
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2006, *A&A*, 452, 237
- Absil, O., Milli, J., Mawet, D., et al. 2013b, *A&A*
- Aharon, M. & Elad, M. 2006, *IEEE Transactions on Image Processing*, 3736
- Aime, C. & Soummer, R. 2004, *ApJ*, 612, L85
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 448, 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, 91
- Amara, A. & Quanz, S. P. 2012, *MNRAS*, 427, 948
- Amara, A., Quanz, S. P., & Akeret, J. 2014, *ArXiv e-prints*
- Anglada-Escudé, G., Arriagada, P., Tuomi, M., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Artymowicz, P., Burrows, C., & Paresce, F. 1989, *ApJ*, 337, 494
- Augereau, J.-C. & Beust, H. 2006, *A&A*, 455, 987
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, *A&A*, 370, 447
- Aumann, H. H. 1985, *PASP*, 97, 885
- Avenhaus, H., Quanz, S. P., Schmid, H. M., et al. 2014, *ApJ*, 781, 87
- Babcock, H. W. 1953, *PASP*, 65, 229
- Bagnulo, S., Landolfi, M., Landstreet, J. D., et al. 2009, *PASP*, 121, 993
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Bastien, P. & Menard, F. 1990, *ApJ*, 364, 232

- Bazzon, A., Gisler, D., Roelfsema, R., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8446, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., & Lagrange-Henri, A. M. 1990, *A&A*, 236, 202
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., & Lagrange-Henri, A. M. 1994, *Ap&SS*, 212, 147
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., & Paufique, J. 1997, *A&AS*, 125, 175
- Binks, A. S. & Jeffries, R. D. 2014, *MNRAS*, 438, L11
- Boley, A. C., Payne, M. J., Corder, S., et al. 2012, *ApJ*, 750, L21
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 555, A107
- Bonnefoy, M., Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., et al. 2011, *A&A*, 528, L15
- Bonnefoy, M., Marleau, G.-D., Galicher, R., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Bonsor, A., Raymond, S. N., & Augereau, J.-C. 2013, *MNRAS*, 433, 2938
- Booth, M., Wyatt, M. C., Morbidelli, A., Moro-Martín, A., & Levison, H. F. 2009, *MNRAS*, 399, 385
- Boss, A. P. 2002, *ApJ*, 576, 462
- Brandt, T. D., McElwain, M. W., Turner, E. L., et al. 2013, *ApJ*, 764, 183
- Bryden, G., Beichman, C. A., Carpenter, J. M., et al. 2009, *ApJ*, 705, 1226
- Bryden, G., Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., et al. 2013, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 221, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 144.24
- Bus, S. J. 1999, PhD thesis, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY
- Cagigal, M. P. & Canales, V. E. 2000, *Journal of the Optical Society of America A*, 17, 903
- Cameron, A. G. W. 1978, *Moon and Planets*, 18, 5
- Canovas, H., Rodenhuis, M., Jeffers, S. V., Min, M., & Keller, C. U. 2011, *A&A*, 531, A102
- Carbillet, M., Boccaletti, A., Thalmann, C., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Carbillet, M., Verinaud, C., Guarracino, M., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5490, *Advancements in Adaptive Optics*, ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 637–648
- Carey, S., Ingalls, J., Krick, J., et al. 2013, Searching for the transit of Alpha Centauri B b, spitzer Proposal

- Chabrier, G., Johansen, A., Janson, M., & Rafikov, R. 2014, ArXiv e-prints
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Bonavita, M., et al. 2010, *A&A*, 509, A52
- Choquet, E., Hagan, J. B., Pueyo, L., et al. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 299, *IAU Symposium*, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 30–31
- Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, *AJ*, 126, 385
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Clénet, Y., Rouan, D., Gendron, E., et al. 2004, *A&A*, 417, L15
- Currie, T., Thalmann, C., Matsumura, S., et al. 2011, *ApJ*, 736, L33
- de Vries, B. L., Acke, B., Blommaert, J. A. D. L., et al. 2012, *Nature*, 490, 74
- Debes, J. H., Weinberger, A. J., & Schneider, G. 2008, *ApJ*, 673, L191
- Delacroix, C., Absil, O., Forsberg, P., et al. 2013, *A&A*, 553, A98
- Delorme, P., Lagrange, A. M., Chauvin, G., et al. 2012, *A&A*, 539, A72
- DeMeo, F. E., Binzel, R. P., Slivan, S. M., & Bus, S. J. 2009, *Icarus*, 202, 160
- Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, 343, 1490
- Dohlen, K., Langlois, M., Saisse, M., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Dohnanyi, J. S. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
- Dumusque, X., Pepe, F., Lovis, C., et al. 2012, *Nature*, 491, 207
- Ehrenreich, D., Lagrange, A.-M., Montagnier, G., et al. 2010, *A&A*, 523, A73
- Faramaz, V., Beust, H., Thébault, P., et al. 2014, *A&A*, 563, A72
- Fitzgerald, M. P. & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 637, 541
- Follette, K. B., Close, L. M., Males, J. R., et al. 2013, *ApJ*, 775, L13
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., & Morton, T. D. 2014, ArXiv e-prints
- Fried, D. L. 1965, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 55, 1427
- Fujiwara, H., Honda, M., Kataza, H., et al. 2006, *ApJ*, 644, L133
- Girard, J. H. V., Kasper, M., Quanz, S. P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7736, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Golimowski, D. A., Ardila, D. R., Krist, J. E., et al. 2006, *AJ*, 131, 3109

- Golimowski, D. A., Durrance, S. T., & Clampin, M. 1993, *ApJ*, 411, L41
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, *Nature*, 435, 466
- Goodman, J. 1975, in *Topics in Applied Physics*, Vol. 9, *Laser Speckle and Related Phenomena* (Springer Berlin Heidelberg), 9–75
- Greenberg, J. M. & Li, A. 1997, *Advances in Space Research*, 19, 981
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Harrington, D. M., Kuhn, J. R., & Hall, S. 2011, *PASP*, 123, 799
- Hatzes, A. P. 2013, *ApJ*, 770, 133
- Heap, S. R., Lindler, D. J., Lanz, T. M., et al. 2000, *ApJ*, 539, 435
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, *ApJ*, 654, 633
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., & Lafrenière, D. 2012, *ApJ*, 745, 4
- Janson, M., Bonavita, M., Klahr, H., et al. 2011, *ApJ*, 736, 89
- Jayawardhana, R., Fisher, R. S., Hartmann, L., et al. 1998, *ApJ*, 503, L79
- Jura, M. 1991, *ApJ*, 383, L79
- Kains, N., Wyatt, M. C., & Greaves, J. S. 2011, *MNRAS*, 414, 2486
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Fitzgerald, M. P., & Clampin, M. 2013, *ApJ*, 775, 56
- Kalas, P. & Jewitt, D. 1995, *AJ*, 110, 794
- Karhunen, K. 1947, *Ann. Acad. Sci. Fenn. Ser. A.I.*, 37, 1
- Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W., & Backman, D. E. 1998, *ApJ*, 503, L83
- Kouveliotou, C., Agol, E., Batalha, N., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 383
- Kuiper, G. P. 1951, *Proceedings of the National Academy of Science*, 37, 1
- Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al. 2013, *ApJ*, 774, 11
- Labeyrie, A. 1970, *A&A*, 6, 85
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lagrange, A.-M., Backman, D. E., & Artymowicz, P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 639
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012a, *A&A*, 542, A40
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21

- Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012b, *A&A*, 546, A38
- Langlois, M., Dohlen, K., Augereau, J.-C., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1996, *A&A*, 307, 542
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Leroy, J.-L. 2000, *Polarization of light and astronomical observation*
- Levison, H. F. & Duncan, M. J. 1994, *Icarus*, 108, 18
- Li, D., Telesco, C. M., & Wright, C. M. 2012, *ApJ*, 759, 81
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- Loève, M. 1948, Hermann, Paris France
- Liot. 1930, *Bulletin Astronomique*, 6, 305
- Lyra, W. & Kuchner, M. 2013, *Nature*, 499, 184
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Macintosh, B., Graham, J. R., Ingraham, P., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5903, *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications II*, ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, 170–177
- Mairal, J., Ponce, J., & Sapiro, G. 2009, in *Proceedings of the 26th International Conference on Machine Learning*, *Proceedings of the 26th International Conference on Machine Learning*
- Malbet, F. 1992, PhD thesis, Institut d’Astrophysique de Paris (France) ; Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon (France) ; Laboratoire d’Astrophysique, Observatoire
- Mandell, A. M., Raymond, S. N., & Sigurdsson, S. 2007, *ApJ*, 660, 823
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008, *ApJ*, 673, 647
- Marois, C., Macintosh, B., & Véran, J.-P. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7736, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Marshall, J. P., Moro-Martín, A., Eiroa, C., et al. 2014, *A&A*, 565, A15
- Mawet, D., Absil, O., Delacroix, C., et al. 2013, *A&A*, 552, L13

- Mawet, D., Pueyo, L., Lawson, P., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8442, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Meshkat, T., Kenworthy, M. A., Quanz, S. P., & Amara, A. 2014, *ApJ*, 780, 17
- Mie, G. 1908, *Ann. Phys. Leipzig*, 25, 377
- Milli, J., Lagrange, A.-M., Mawet, D., et al. 2014a, ArXiv e-prints
- Milli, J., Mawet, D., Absil, O., et al. 2014b, in IAU Symposium, Vol. 299, IAU Symposium, ed. M. Booth, B. C. Matthews, & J. R. Graham, 350–351
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 545, A111
- Milli, J., Mouillet, D., Mawet, D., et al. 2013, *A&A*, 556, A64
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, *A&A*, 432, 909
- Mishchenko, M. I., Hovenier, J. W., & Travis, L. D. 2000, *Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements, and applications*
- Moerchen, M. M., Churcher, L. J., Telesco, C. M., et al. 2011, *A&A*, 526, A34
- Moerchen, M. M., Telesco, C. M., & Packham, C. 2010, *ApJ*, 723, 1418
- Moerchen, M. M., Telesco, C. M., Packham, C., & Kehoe, T. J. J. 2007, *ApJ*, 655, L109
- Morzinski, K., Close, L., Males, J., et al. 2013, in Proceedings of the Third AO4ELT Conference, ed. S. Esposito & L. Fini
- Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., & Renaud, N. 1997a, *A&A*, 324, 1083
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997b, *MNRAS*, 292, 896
- Murray, N., Hansen, B., & Holman, M. 1998, *JRASC*, 92, 310
- Murtagh, F. & Heck, A., eds. 1987, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 131, *Multivariate Data Analysis*
- Mustill, A. J. & Wyatt, M. C. 2012, *MNRAS*, 419, 3074
- Naud, M.-E., Artigau, É., Malo, L., et al. 2014, *ApJ*, 787, 5
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2013, *ApJ*, 776, 4
- Okamoto, Y. K., Kataza, H., Honda, M., et al. 2004, *Nature*, 431, 660
- Oppenheimer, B. R., Digby, A. P., Shara, M., et al. 2003, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 136.04
- Oudmaijer, R. D., van der Veen, W. E. C. J., Waters, L. B. F. M., et al. 1992, *A&AS*, 96, 625

- Pantin, E., Lagage, P. O., & Artymowicz, P. 1997, *A&A*, 327, 1123
- Paresce, F. & Burrows, C. 1987, *ApJ*, 319, L23
- Pelat, D. 1974, *A&A*, 33, 321
- Perlmutter, S. & Riess, A. 1999, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 478, COSMO-98, ed. D. O. Caldwell, 129–142
- Perrin, M. D., Duchene, G., Millar-Blanchaer, M., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., & Graham, J. R. 2003, *ApJ*, 596, 702
- Petigura, E. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2013, *Proceedings of the National Academy of Science*, 110, 19273
- Pinte, C., Harries, T. J., Min, M., et al. 2009, *A&A*, 498, 967
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pourbaix, D. 2002, *A&A*, 385, 686
- Povel, H.-P. 1995, *Optical Engineering*, 34, 1870
- Quanz, S. P., Schmid, H. M., Geissler, K., et al. 2011, *ApJ*, 738, 23
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Ragazzoni, R. 1996, *J. Mod. Opt.*, 2, 43
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013a, *ApJ*, 772, L15
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013b, *A&A*, 553, A60
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 546, A24
- Raymond, S. N., Armitage, P. J., Moro-Martín, A., et al. 2012, *A&A*, 541, A11
- Rengaswamy, S., Girard, J., de Wit, W.-J., & Boffin, H. 2014, *The Messenger*, 155, 12
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Roberge, A., Noecker, M. C., Glassman, T. M., et al. 2009, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 41, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #213*, 404.08
- Roddier, F. 1981, *Progress in optics. Volume 19*. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376., 19, 281
- Roddier, F. 1988, *Appl. Opt.*, 27, 1223
- Roddier, F. 1999, *Adaptive optics in astronomy*
- Rouan, D., Baudrand, J., Boccaletti, A., et al. 2007, *Comptes Rendus Physique*, 8, 298
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479

- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *A&A*, 230, L29
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4839, *Adaptive Optical System Technologies II*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Rousset, G., Madec, P. Y., & Rabaud, D. 1991, *NASA STI/Recon Technical Report A*, 92, 26373
- Safronov, V. S. 1972, *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*.
- Sarazin, M. & Tokovinin, A. 2002, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 58, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, & N. Hubin, 321
- Schmid, H. M., Beuzit, J. L., Mouillet, D., et al. 2010, in *In the Spirit of Lyot 2010*
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *ApJ*, 650, 414
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJ*, 513, L127
- Schneider, G., Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Debes, J. H., & Smith, B. A. 2009, *AJ*, 137, 53
- Selsis, F. 2007, *Habitability : the Point of View of an Astronomer*, 199
- Serabyn, E., Wallace, K., Troy, M., et al. 2007, *ApJ*, 658, 1386
- Shack, R. B. & Platt, B. C. 1971, *J. Opt. Soc. Am.*, 61, 656
- Sivaramakrishnan, A., Koresko, C. D., Makidon, R. B., Berkefeld, T., & Kuchner, M. J. 2001, *ApJ*, 552, 397
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1987, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 19, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 829
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003, *A&A*, 397, 1161
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, *ApJ*, 669, 642
- Soummer, R., Perrin, M. D., Pueyo, L., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Stam, D. M. 2008, *A&A*, 482, 989
- Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., & Barrado y Navascues, D. 1995, *ApJ*, 454, 910
- Stokes, G. G. 1852, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 142, 463
- Strubbe, L. E. & Chiang, E. I. 2006, *ApJ*, 648, 652
- Student. 1908, *Biometrika*, 1
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 133

- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Thébault, P. 2012, *A&A*, 537, A65
- Thébault, P. & Augereau, J.-C. 2007, *A&A*, 472, 169
- Thébault, P., Kral, Q., & Ertel, S. 2012, *A&A*, 547, A92
- Thébault, P. & Wu, Y. 2008, *A&A*, 481, 713
- Tholen, D. J. 1984, PhD thesis, Arizona Univ., Tucson.
- Tinbergen, J. 2005, *Astronomical Polarimetry*
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vigan, A., Patience, J., Marois, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A9
- Volten, H., Muñoz, O., Hovenier, J. W., et al. 2007, *A&A*, 470, 377
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Ressler, M. E., et al. 2003, *ApJ*, 584, L27
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Nielsen, E. L., et al. 2013, *ApJ*, 773, 179
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2003, *ApJ*, 584, L33
- Weintraub, D. A., Goodman, A. A., & Akeson, R. L. 2000, *Protostars and Planets IV*, 247
- Wiegert, J., Liseau, R., Thébault, P., et al. 2014, *A&A*, 563, A102
- Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, *ARA&A*, 49, 67
- Wisdom, J. 1980, *AJ*, 85, 1122
- Witzel, G., Eckart, A., Buchholz, R. M., et al. 2011, *A&A*, 525, A130
- Wyatt, M. C. 2005, *A&A*, 440, 937
- Wyatt, M. C. 2008, *ARA&A*, 46, 339
- Wyatt, M. C., Clarke, C. J., & Greaves, J. S. 2007, *MNRAS*, 380, 1737
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87