



**HAL**  
open science

# Haut contraste par réarrangement de pupille pour la détection d'exoplanètes

Lucien Gauchet

► **To cite this version:**

Lucien Gauchet. Haut contraste par réarrangement de pupille pour la détection d'exoplanètes. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Sorbonne Paris Cité, 2017. Français. NNT : 2017USPCC109 . tel-01989595

**HAL Id: tel-01989595**

**<https://theses.hal.science/tel-01989595>**

Submitted on 22 Jan 2019

**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 DE DOCTORAT**

de l'Université Sorbonne Paris Cité

Préparée à l'Université Paris Diderot

**École doctorale 127 Astronomie et Astrophysique de l'Île-de-France**

*Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique  
Observatoire de Paris*

Sujet de la thèse :

**Haut contraste par réarrangement de pupille pour  
la détection d'exoplanètes**

par

**Lucien Gauchet**

Discipline : Astronomie & Astrophysique

Dirigée par Sylvestre LACOUR

soutenue publiquement à Meudon, le 1er Décembre 2017

devant le jury composé de :

Président du jury :	M. Jacques LE BOURLOT, Professeur, Université Paris 7
Rapporteurs :	M. Xavier BONFILS, Chargé de recherche, CNRS, IPAG M. Emmanuel HUGOT, Chargé de recherche, CNRS, LAM
Examineurs :	M. Guillaume HÉBRARD, Directeur de recherche, CNRS, IAP Mme Karine PERRAUT, Astronome, IPAG Mme. Isabelle TALLON-BOSC, Chargé de recherche, CRAL
Directeur de thèse :	Sylvestre LACOUR, Chargé de recherche, CNRS, LESIA
Co-directeur de thèse :	Guy PERRIN, Astronome, Observatoire de Paris



Je garde toujours une attitude  
insouciante, en faisant ce qui me  
vient naturellement, sans que  
l'utilité ne soit mon principal  
objectif.

---

Claude SHANNON



# REMERCIEMENTS

La thèse est avant tout une expérience humaine, je souhaite remercier ici tous les gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quatre années de thèse. Tout d'abord, je souhaite remercier mes directeurs de thèse Sylvestre LACOUR et Guy PERRIN de m'avoir permis de réaliser cette thèse. Je me souviens parfaitement de notre première rencontre lorsque je recherchais mon stage de fin de master 2, en particulier le fait de partager avec vous cette même vision et intérêt pour l'instrumentation en astrophysique. Aujourd'hui, mon intérêt pour cette discipline est toujours aussi grand. Merci pour avoir su me guider tout au long de ce travail de thèse.

Je voudrais remercier les membres de mon jury d'avoir accepté d'en faire partie, d'avoir lu et évalué mon travail : mes deux rapporteurs, Xavier BONFILS et Emmanuel HUGOT, ainsi que mes examinateurs, Guillaume HÉBRARD, Karine PERRAUT et Isabelle TALLON-BOSC.

L'instrument FIRST-IR ne serait pas devenu ce qu'il est sans le travail du bureau d'étude et de l'atelier mécanique du LESIA et du GEPI. Merci à Michel MARTEAUD pour avoir élaboré les plans du système d'injection. Merci à Claude COLLIN et Vartan ARSLANYAN pour la réalisation des pièces. Et également un grand merci à Julien GAUDEMARD de l'équipe FAIT au pôle instrumental GEPI pour son travail minutieux d'ajustement des pièces et d'assemblage des douze injecteurs de l'instrument. Leurs participations dans l'élaboration de ce système ont toutes été essentielles pour me permettre de mener à bien mes travaux de recherche.

Merci à Elsa HUBY de m'avoir initié à l'instrument FIRST-Visible au Télescope Subaru. Participer aux runs d'observations à Hawaii a été une expérience très enrichissante tant au niveau scientifique que personnel. Merci à Miguel et Lucas, avec qui j'ai apprécié partager le bureau et échanger nos trucs et astuces autour du python, de linux, et de tout ce qui pouvait nous passer à l'esprit. Merci aux habitants de la Table Équatoriale et les aficionados de la pause café/thé, Vincent L., Marie B., Lester, Guillaume, Anna, Pierre F., Nabih. Mon arrivée dans le monde de l'astrophysique m'a amené à faire de belles rencontres, Merci à Charlène, Faustine, Quentin, Clément, Alan, Natasha, Sophie, Bilal, et Edouard.

Pour terminer, je tiens à remercier tout particulièrement mes proches. Merci à Marie, pour tout son soutien que ce soit dans les bons moments comme dans les plus difficiles et qui m'a été vraiment précieux, je la remercie également pour sa relecture attentive de mon manuscrit. Merci à mes frères, Simon et Alexis, pour leur soutien et leurs encouragements. Nos conversations m'ont permis de continuer à avancer en dissipant certains doutes que j'ai pu avoir. Enfin, mes derniers remerciements vont tout naturellement à mes parents. Je leur suis profondément reconnaissant pour l'éducation qu'ils m'ont offerte, pour m'avoir toujours soutenu dans mes choix et encouragé dans cette voie.



# RÉSUMÉ

La détection des exoplanètes et de l'environnement d'étoiles jeunes tel que les disques de débris fait face à deux difficultés majeures : d'une part, la faible distance angulaire entre le compagnon (ou le disque) et son étoile hôte, et d'autre part, le contraste élevé entre les deux composantes en terme de flux. L'interférométrie est une des techniques permettant de palier ces deux problématiques en apportant une détection à la fois à haute résolution angulaire et à haute dynamique. C'est tout particulièrement le cas dans la mise en œuvre de l'interférométrie annulante, aussi appelée interférométrie en frange noire, lors de laquelle on vient éteindre le flux de l'étoile principale grâce aux propriétés de cohérence de la lumière. On recombine la lumière issue de deux télescopes ou plus de sorte à faire interférer destructivement les photons provenant de l'étoile principale et constructivement pour les photons venant du compagnon ou du disque environnant.

Mon travail de thèse s'inscrit dans ce cadre, avec l'étude de données observationnelles de huit disques de débris réalisées au Very Large Telescope, grâce à la technique interférométrique de masquage de pupille. Lors de cette étude j'ai réalisé la réduction des données interférométriques et une analyse des termes de clôtures de phase. Puisque aucun compagnon n'a été détecté dans les données, j'en ai déduit les limites de détection en termes de luminosité et de masse estimée à l'aide d'isochrones issue de modèle d'évolution.

Ma thèse a également consisté en une composante expérimentale, avec la conception et l'étalonnage de l'instrument FIRST-IR (Fibred Imager foR a Single Telescope InfraRed) en laboratoire, à l'Observatoire de Meudon. Cet instrument est un interféromètre qui associe la technique de réarrangement de pupille fibré et la recombinaison de la lumière par optique intégrée. Le type d'optique intégrée étudié ici est un composant optique planaire sur lequel des guides d'ondes ont été gravés. L'optique intégrée est de type nuller et prend en entrée le flux de quatre sous-pupilles. Les guides sont agencés selon une certaine architecture permettant de réaliser dans un premier temps une fonction annulante sur trois bases puis une mesure des franges d'interférence sur les trois voies annulées. J'ai réalisé un étalonnage complet de cette optique intégrée ainsi que des mesures de clôture de phase.

En conclusion, j'ai pu montrer la viabilité de l'instrument FIRST-IR avec ce nouveau concept d'optique intégrée de type nuller. En particulier j'ai démontré que la mesure de la clôture de phase reste stable pour une cible point source, quel que soit le taux d'annulation interférométrique appliqué.



# ABSTRACT

The detection of exoplanets and young stars environment such as debris disks deals with two major difficulties : on one hand, the low angular distance between companion (or disk) and its host star, and on the other hand, the high contrast of flux between the two components. Interferometry is one of the techniques that solves these two issues providing both high angular resolution and high contrast detection. It is particularly the case in the application of nulling interferometry, in which we extinguish the flux from the main star thanks to coherence properties of the light. We recombine the light coming from two or more telescopes in order to make the photons from the main star interfere destructively while the photons from the companion or disk interfere constructively.

My thesis work takes part in this context, with the study of eight debris disks observational data made at the Very Large Telescope, using the Sparse Aperture Masking interferometric technique. During this study, I achieved the data reduction and the analysis of closure phases. As no companion was found in the data, I derived detection limits in terms of luminosity and estimated mass using isochrones from evolutionary model.

My thesis also consisted in an experimental part, with the conception and characterization of the FIRST-IR (Fibered Imager for a Single Telescope InfraRed) instrument in laboratory, at the Meudon observatory. This instrument is an interferometer which associates fibered pupil remapping technique and integrated optic based recombination of light. The kind of integrated optic studied here is a planar optical component on which waveguides are etched and used to reroute input light. The integrated optic is a nuller which takes the fluxes of four sub-pupils as input. The waveguides are reorganized according to a specific architecture allowing to achieve nulling over 3 bases in a first phase, then recombine and measure the fringes of the three null we obtained. I have realized a complete characterization of this integrated optic as well as closure phase measurements.

To conclude, I have shown the viability of FIRST-IR instrument using this new integrated optic based nuller architecture. Particularly, I demonstrated that closure phase remains stable for a source point target, regardless of the nulling level applied.



# Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vii
<b>1 Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1.1 Le contexte des planètes extra-solaires</b>	<b>4</b>
1.1.1 La formation des systèmes planétaires	4
1.1.2 Les techniques de détection indirecte	4
1.1.3 Les techniques de détection directe	8
<b>1.2 La haute résolution angulaire et la haute dynamique</b>	<b>12</b>
1.2.1 Diffraction et imagerie au sol	12
1.2.1.1 Diffraction et formation d'image	12
1.2.1.2 Diffraction de Fresnel	13
1.2.1.3 Diffraction de Fraunhofer	13
1.2.1.4 Champ diffracté par une pupille circulaire	15
1.2.1.5 Image d'une source étendue incohérente	16
1.2.1.6 Contenu fréquentiel de l'image	16
1.2.1.7 Critère de résolution de Rayleigh	16
1.2.2 Perturbation du front d'onde	17
1.2.2.1 La turbulence atmosphérique	17
1.2.2.2 L'optique adaptative	17
<b>1.3 Interférométrie</b>	<b>19</b>
1.3.1 Résolution d'un interféromètre	19
1.3.2 Cohérence des ondes	19
1.3.3 Théorème de Zernike-Van Cittert	21
1.3.4 Visibilité complexe	22
1.3.5 Expérience des trous de Young	23
1.3.6 Clôtures de phase	24
<b>1.4 L'apport de cette thèse</b>	<b>25</b>
<b>2 Observation de disques de débris en masquage de pupille</b>	<b>29</b>
<b>2.1 Principe du masquage de pupille non-redondant</b>	<b>30</b>
2.1.1 Redondance de la pupille	30

2.1.2	Le masquage de pupille non-redondant . . . . .	30
<b>2.2</b>	<b>Le masquage de pupille au VLT . . . . .</b>	<b>31</b>
2.2.1	Observations et réduction de données . . . . .	33
2.2.1.1	Observations . . . . .	33
2.2.1.2	Réduction de données . . . . .	36
2.2.2	Limites de détection : de la luminosité à la masse . . . . .	37
2.2.3	Résultats . . . . .	37
2.2.4	Conclusions . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Le banc de test FIRST-infrarouge . . . . .</b>	<b>49</b>
<b>3.1</b>	<b>Le réarrangement de pupille . . . . .</b>	<b>50</b>
3.1.1	FIRST-Visible . . . . .	50
3.1.2	Dragonfly . . . . .	52
<b>3.2</b>	<b>Présentation de l'instrument FIRST-IR . . . . .</b>	<b>52</b>
3.2.1	La partie d'injection de la lumière . . . . .	52
3.2.2	La partie recombinaison de la lumière . . . . .	55
3.2.2.1	Principe de la recombinaison par optique intégrée . . . . .	55
3.2.2.2	Optique Intégrée . . . . .	59
3.2.2.3	Imagerie de la sortie de l'optique intégrée . . . . .	60
<b>3.3</b>	<b>La conception de l'instrument et du logiciel d'acquisition . . . . .</b>	<b>61</b>
3.3.1	Python : un langage pour tout interfacier et dans les ténèbres les lier . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Méthode d'analyse des données de l'instrument FIRST-IR . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>4.1</b>	<b>Extraction des données . . . . .</b>	<b>70</b>
<b>4.2</b>	<b>Étalonnage de l'instrument . . . . .</b>	<b>71</b>
4.2.1	Polarisation . . . . .	71
4.2.2	Transmission de l'instrument . . . . .	71
<b>4.3</b>	<b>Caractérisation de la V2PM . . . . .</b>	<b>72</b>
4.3.1	Fonction de transfert et V2PM . . . . .	72
4.3.2	Détermination de la V2PM . . . . .	76
4.3.2.1	Photométrie . . . . .	78
4.3.2.2	Déphaseurs . . . . .	78
4.3.2.3	Détermination de la phase par la méthode de l'ellipse : . . . . .	80
4.3.2.4	Ajustement des franges d'interférence : . . . . .	82
4.3.2.5	Correction photométrique . . . . .	83
4.3.2.6	Caractérisation des recombineurs : . . . . .	84
<b>4.4</b>	<b>Récupération des visibilitées complexes . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>4.5</b>	<b>Interférométrie annulante avec l'instrument FIRST-IR . . . . .</b>	<b>88</b>
4.5.1	Conclusions . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Perspectives . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>5.1</b>	<b>Amélioration du banc FIRST-IR et voies de recherche supplémentaire . . . . .</b>	<b>94</b>
5.1.1	Achromatisation des tricoupleurs . . . . .	94
5.1.2	Étude des performance de l'optique intégrée nuller sur source binaire . . . . .	94

5.2 FIRST-Visible version 2.0 au Subaru . . . . .	94
Annexes	95
A Article publié dans des revues à comité de lecture	97
B Article sur la clôture de phase en interférométrie annulante via optique intégrée	105
C Schémas de conception du système d'injection	119
D Conception du masque occultant	123
Table des figures	136



**Imagerie et Interférométrie : Les  
principes de l'observation  
astronomique**



# INTRODUCTION



*La nature de la lumière est un sujet de peu d'importance en ce qui concerne la vie ou la pratique des arts, mais il est à bien d'autres égards extrêmement intéressant.*

– Thomas YOUNG

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Le contexte des planètes extra-solaires</b>	<b>4</b>
1.1.1	La formation des systèmes planétaires	4
1.1.2	Les techniques de détection indirecte	4
1.1.3	Les techniques de détection directe	8
<b>1.2</b>	<b>La haute résolution angulaire et la haute dynamique</b>	<b>12</b>
1.2.1	Diffraction et imagerie au sol	12
1.2.2	Perturbation du front d'onde	17
<b>1.3</b>	<b>Interférométrie</b>	<b>19</b>
1.3.1	Résolution d'un interféromètre	19
1.3.2	Cohérence des ondes	19
1.3.3	Théorème de Zernike-Van Cittert	21
1.3.4	Visibilité complexe	22
1.3.5	Expérience des trous de Young	23
1.3.6	Clôtures de phase	24
<b>1.4</b>	<b>L'apport de cette thèse</b>	<b>25</b>

---

## 1.1 Le contexte des planètes extra-solaires

### 1.1.1 La formation des systèmes planétaires

Nous, êtres humains, sommes conscients du monde qui nous entoure. Nous l’observons et nous nous questionnons sur l’origine des choses ainsi que sur leur fonctionnement. L’origine de la vie telle que nous la connaissons est bien entendu au cœur de ce questionnement, mais étant donnée l’étendue de la question nous devons nous restreindre à une infime fraction. Celle-ci concerne la compréhension de la formation des systèmes planétaire. En effet, comprendre comment se forment et évoluent des corps tels que les planètes autour d’une étoile principale est un premier pas pour comprendre l’émergence de la vie.

Les recherches sur la formations des planètes a, tout naturellement, débuté avec l’étude de notre système solaire, c’est le premier et cela a longtemps été l’unique spécimen à la disposition des scientifiques. Mais l’idée qu’il existe une pluralité des mondes avait déjà émergé dans l’esprit de plusieurs philosophes, depuis l’antiquité même avec Démocrite et Épicure. Au XVI<sup>e</sup> siècle, Giordano Bruno émet l’hypothèse que les étoiles sont autant de soleils semblables au notre, et qu’elles puissent être également au centre de systèmes planétaires.

Ce n’est qu’à partir des années 1990 que cette théorie a pu être vérifiée. La quête des exoplanètes a pris de l’importance le 6 octobre 1995, avec la découverte par Mayor et Queloz (1995) de la première exoplanète en orbite autour d’une étoile de type solaire. Depuis ce sont près de 3500 exoplanètes qui ont été découvertes et confirmées (ainsi que plus de 4000 candidats potentiels), notamment grâce au télescope spatial américain Kepler qui fonde sa détection sur la méthode des transits. La Table 1.1 recense le nombre de planètes découvertes par différentes méthodes de détection.

Méthode de découvertes	Nombre de planètes
Astrometrie	1
Imagerie	43
Vitesses radiales	634
Transit	2732
Variation du moment de transit	15
Variation du moment d’éclipse	8
Microlentilles	46
Chronométrage des pulsars	5
Variation de pulsation	2
Modulations de luminosité orbitale	6

TABLE 1.1 – Statistiques des découvertes d’exoplanètes par méthode utilisée. Crédit : Nasa Exoplanet Archive

### 1.1.2 Les techniques de détection indirecte

#### La méthode des transits

Lorsque la planète passe entre son étoile principale et l’observateur, elle provoque une baisse dans la courbe de luminosité comme illustré Figure 1.1. Le profil de cette extinction est

caractéristique de la planète, il dépend de l'inclinaison de l'orbite de la planète ainsi que de sa taille. En particulier, seules les planètes dont l'inclinaison de l'orbite  $i$  est quasi nulle sont détectables.

La probabilité d'un transit dépend du rayon de l'étoile ( $R_*$ ), du rayon de la planète ( $R_p$ ), et des paramètres orbitaux (demi-grand axe  $a$  et excentricité  $e$ ). La relation est la suivante :

$$\mathcal{P}_{tr} = \frac{R_* + R_p}{a(1 - e^2)} \simeq \frac{R_*}{a} \quad (1.1)$$

Avec la méthode des transits, les systèmes détectés sont toujours très compacts, ils sont nombreux à être en deçà de l'orbite de Mercure par rapport au Soleil. C'est le cas avec la récente découverte du système TRAPPIST-1 par Gillon et al. (2016), l'étoile centrale est une naine ultra-froide autour de laquelle orbitent sept planètes.

À partir de la courbe de lumière de l'étoile, il est possible de déduire le rayon de la planète :

$$\frac{\Delta F}{F} \simeq \frac{R_p^2}{R_*^2} \quad (1.2)$$

Avec  $F$  le flux mesuré,  $R_p$  le rayon de la planète, et  $R_*$  le rayon de l'étoile.

L'utilisation de la méthode de transit en complément d'une autre méthode qui, elle, renseigne sur la masse du compagnon permet d'en déduire des informations supplémentaires, comme sa densité.

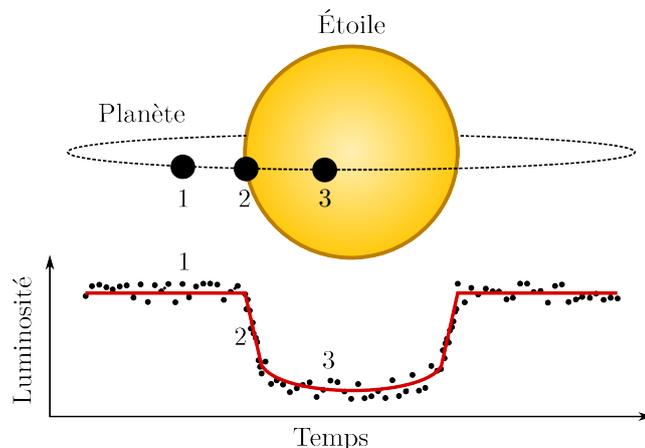


FIGURE 1.1 – Schéma explicatif de la méthode des transits. Le passage d'un compagnon devant son étoile hôte provoque une baisse de luminosité. La courbe de lumière présente alors un profil particulier qui permet de mettre en évidence la présence du compagnon et d'en déterminer son rayon.

### La méthode des vitesses radiales

Dans le cas de la vélocimétrie radiale, nous nous intéressons au mouvement propre de l'étoile dans la direction de la ligne de visée. La présence d'un compagnon provoque un décalage du centre de gravité du système, qui ne se trouve alors plus au centre de l'étoile. Le compagnon imprime ainsi son déplacement sur cette dernière. Ce principe est illustré Figure 1.2. En analysant le spectre de l'étoile, il est possible d'observer un décalage des raies spectrales dû

à l'effet Doppler-Fizeau et d'en dériver la vitesse de déplacement de l'étoile :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{v}{c} \quad (1.3)$$

$$V_{rad} = V_0 + K \cdot [\sin(\nu(t) + \omega) + e \sin(\omega)] \quad (1.4)$$

L'amplitude de la vitesse radiale est :

$$K_{\star} = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{M_p \sin i}{(M_{\star} + M_p)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (1.5)$$

Avec  $P$  la période orbitale ;  $M_{\star}$  la masse de l'étoile ;  $M_p$  la masse de la planète ;  $i$  l'inclinaison de l'orbite,  $e$  l'excentricité du système.

On remarque que l'amplitude  $K$  varie comme  $P^{-1/3}$ , par conséquent il diminue lorsque la distance orbitale  $a$  augmente. Il est ainsi plus facile de détecter des planètes proches de leur étoile. De façon plus évidente,  $K$  augmente avec la masse de la planète, donc il est plus aisé de détecter des compagnons plus massifs. Plus généralement, la sensibilité aux faibles masses planétaires croît lorsque la masse de l'étoile diminue, il est alors plus simple de détecter des masses terrestres autour d'étoiles de type M que de type solaire.

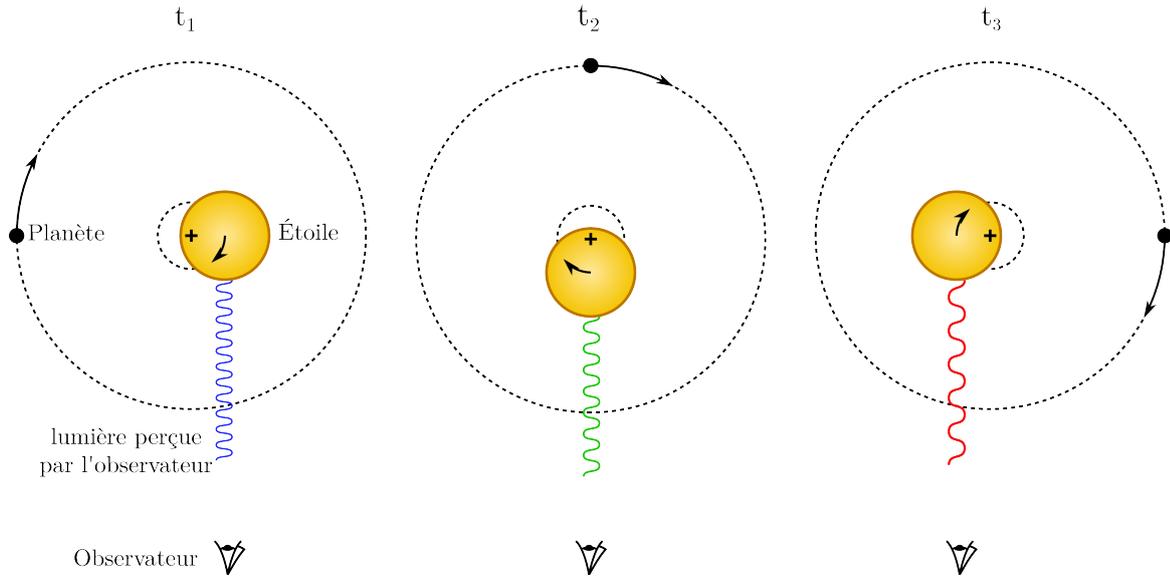


FIGURE 1.2 – Schéma explicatif de la méthode des vitesses radiales. Le centre de masse d'un système étoile/compagnon est décentré par rapport à l'étoile, ce qui implique un mouvement d'oscillation de l'étoile. Ces oscillations provoquent un effet Doppler-Fizeau que l'on peut détecter par l'analyse du déplacement des raies spectrales de l'étoile.

### Astrométrie

La méthode astrométrique consiste à mesurer avec une grande précision la position absolue d'une étoile sur le ciel. Dans le cadre de la détection d'exoplanètes, la présence d'un compagnon autour de l'étoile va imprimer un mouvement d'oscillation visible dans le positionnement de cette dernière (cf. Figure 1.3). Ce mouvement caractéristique constitue la

signature astrométrique de l'influence de la planète sur son étoile hôte. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$\theta = \frac{r_p}{d} \frac{M_p}{M_\star} = \left( \frac{M_p}{M_\star} \right) \left( \frac{r_p}{1 \text{ AU}} \right) \left( \frac{d}{1 \text{ pc}} \right)^{-1} \text{ arcsec} \quad (1.6)$$

Avec  $r_p$  la distance de la planète à l'étoile hôte ;  $M_p$  la masse de la planète ;  $M_\star$  la masse de l'étoile et  $d$  la distance à l'observateur.

La signature astrométrique est proportionnelle à la masse de la planète et sa distance à l'étoile hôte. Elle est également inversement proportionnelle à la distance de l'observateur. Par conséquent, cela rend la méthode astrométrique plus sensible aux planètes possédant une orbite de longue période.

La première exoplanète découverte par la méthode astrométrique a été réalisée par Sahlmann et al. (2013) autour de la naine ultra-froide DENIS-P J082303.1-491201 situé à 20.8 pc de la Terre. La masse de l'étoile est estimée à  $7.5 \pm 0.7\%$  de la masse de notre Soleil et celle de son compagnon à  $28 \pm 2 M_{Jup}$ . Ce système binaire possède le ratio de masse ( $0.36 \pm 0.02$ ) le plus faible découvert à ce jour et a permis de démontrer que des mesures astrométriques de l'ordre de 200 micro-seconde d'angle sur un champ de vue d'une minute d'angle pendant plusieurs années étaient suffisantes pour détecter des compagnons de masses supérieures à celle de Jupiter autour de naines ultra-froides.

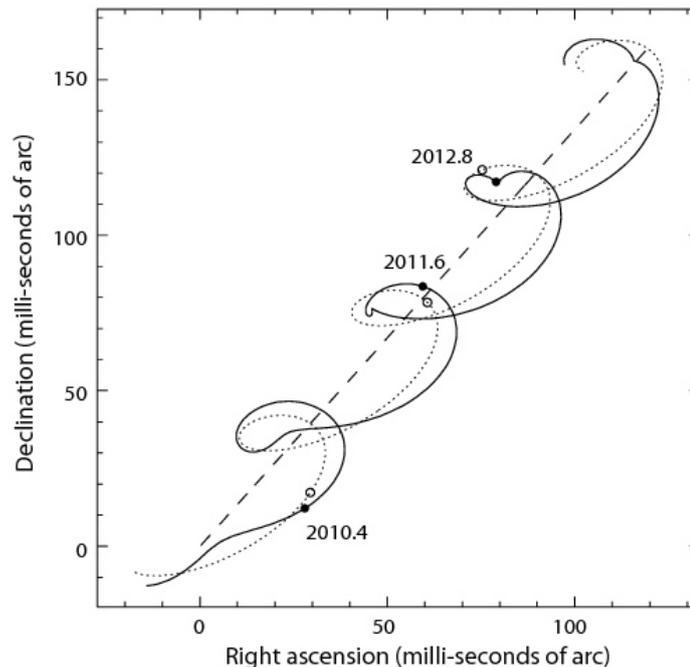


FIGURE 1.3 – Schéma explicatif de la méthode astrométrique. Trajectoire sur le ciel d'une étoile vue à une distance de 50pc, avec un mouvement propre de 50 mas/an. En tiretés : la trajectoire d'une étoile vue depuis le Soleil. En pointillés : le mouvement apparent de l'étoile vu par un observateur sur Terre. En traits pleins : le mouvement apparent de l'étoile en présence d'un compagnon planétaire de  $15M_{Jup}$ . Crédits : ESA

### La méthode des microlentilles gravitationnelles

Le phénomène de lentille gravitationnelle se produit lorsqu'un corps massif passe sur la ligne

	0.1 UA	1 UA	5 UA	30 UA	
3pc	30 mas	0.3''	1.5''	9''	Télescope spatial
10pc	10 mas	0.1''	0.5''	3''	ou
25pc	4 mas	40 mas	0.2''	1.2''	optique adaptative
100pc	1 mas	10 mas	50 mas	0.3''	au sol
	Interférométrie				

TABLE 1.2 – Séparation angulaire du compagnon en fonction de sa distance à l'étoile et de sa distance à l'observateur. Le tableau se scinde en deux parties pour mentionner les techniques permettant d'atteindre de telles résolutions.

de visée d'une source lumineuse située en arrière plan. Le champ gravitationnel du corps massif va courber les rayons lumineux provenant de la source lointaine et focaliser la lumière, d'où le nom de lentille gravitationnelle.

Lorsque une étoile passe devant la source d'arrière plan, un effet de microlentille gravitationnelle se met en place. Il provoque l'amplification de la lumière reçue par l'observateur. Et si un compagnon est présent autour de cette étoile, une microlentille se forme également au passage de ce dernier. À la courbe de lumière classique se superpose le signal caractéristique de la planète.

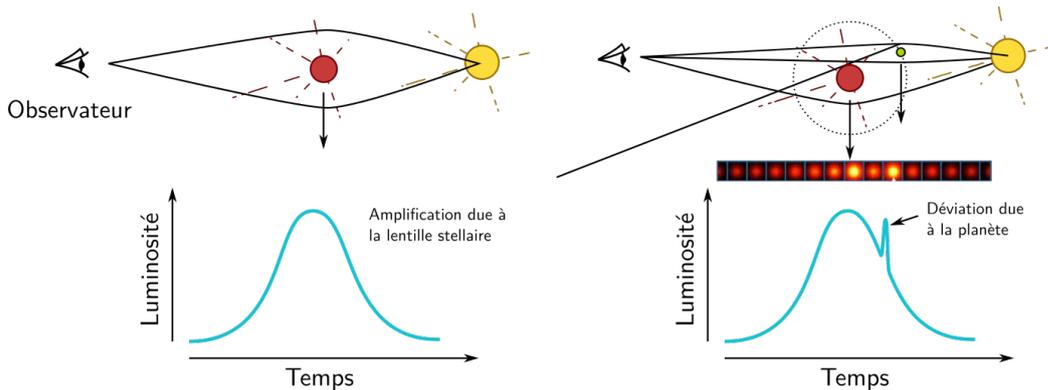


FIGURE 1.4 – Schéma explicatif de la méthode des microlentilles gravitationnelles. L'analyse de la courbe de lumière d'une étoile d'arrière-plan devant laquelle passe un corps massif permet de déterminer la présence d'un compagnon.

### 1.1.3 Les techniques de détection directe

Il existe deux principales difficultés liées à la détection directe des exoplanètes. D'une part la faible séparation angulaire  $\theta$  entre l'étoile et le compagnon :

$$\theta[\text{mas}] = 10^3 \frac{L[\text{UA}]}{d[\text{pc}]} \quad (1.7)$$

avec  $L$  la distance en Unités Astronomiques (UA) du compagnon à l'étoile et  $d$  la distance en parsec (pc) à l'observateur. La Table 1.2 compile quelques valeurs de  $\theta$  en fonction de  $L$  et  $d$  ainsi que les techniques permettant d'atteindre un tel pouvoir séparateur.

D'autre part, le contraste en luminosité entre l'étoile et la planète est très défavorable. Pour une planète de type Jupiter dans le visible, il est nécessaire d'obtenir une dynamique

de  $10^9$  pour la distinguer. L'infrarouge thermique offre un bien meilleur contraste, de l'ordre de  $10^5$  comme illustré Figure 1.5

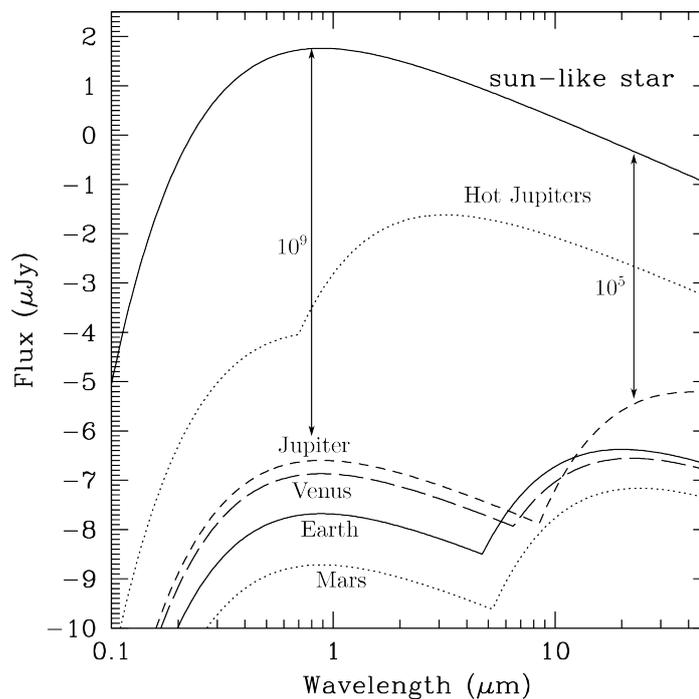


FIGURE 1.5 – Contraste en luminosité étoile/planète. Crédit : Seager 2008

### La coronographie

La coronographie a initialement été développée, comme son nom l'indique, pour étudier la couronne solaire en l'absence d'éclipse. On doit cette invention à l'astronome Lyot (1930). Son principe repose sur l'occultation de la partie centrale de l'étoile dont le flux, très important, noie les détails situés à sa périphérie. La méthode, illustrée Figure 1.6, consiste à insérer un masque occultant dans le plan focal de l'instrument. La lumière venant sur l'axe de visée sera alors diffractée tandis que la lumière venant inclinée par rapport à l'axe ne sera pas affectée. Un système de collimation est disposé à la suite et un diaphragme de Lyot (ou Lyot-stop) est placé dans le plan pupille afin de bloquer la lumière diffractée par les bords du masque.

Plusieurs type de masques ont été développés par la suite :

- les masques de phases :
  - circulaires (Roddier et Roddier 1997)
  - à quatre quadrants (Rouan et al. 2000)
- les masques type vortex (Foo et al. 2005)

Ils ont permis d'améliorer les performances coronographiques comme l'extinction centrale et la position angulaire minimale à laquelle il est possible de détecter un compagnon.

### Les méthodes de traitement d'images

Il existe un certain nombre de techniques de traitement d'images qui permettent a posteriori de révéler la présence de compagnons ou de disques. C'est le cas de la soustraction de fonction

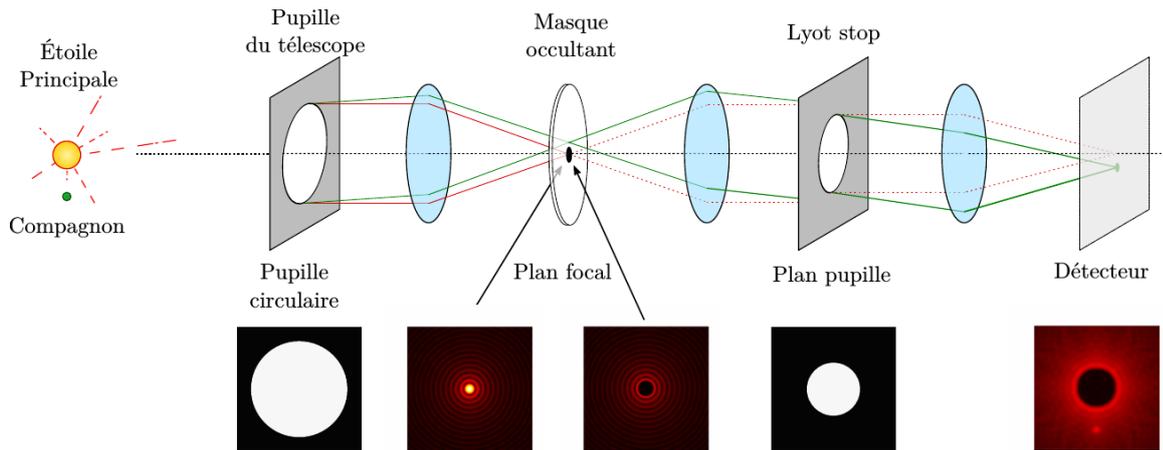


FIGURE 1.6 – Schéma explicatif d'un système coronographique. Un masque occultant est placé en plan focal de sorte à bloquer la lumière de l'étoile principale sur l'axe de visée, tout en laissant passer les rayons lumineux qui arrivent inclinés par rapport à l'axe optique. Un masque Lyot stop est placé en plan pupille pour bloquer la lumière diffractée de l'étoile. Un système convergent est ensuite utilisé pour imager l'environnement situé à la périphérie de l'étoile.

d'étalement de point (PSF subtraction) dont le principe est de réaliser une image d'une étoile étalon dont on est certain qu'elle est ponctuelle, afin d'obtenir une fonction d'étalement de point de référence. Puis de la soustraire à celle de la cible scientifique, cela permet de mieux mettre en évidence les différences entre les deux images. Cette technique a notamment été utilisée sur des données Hubble permettant la découverte de plusieurs disques de débris.

La technique « Angular Differential Imaging » (ADI) utilise la rotation du champ de vue pour permettre la détection du compagnon. Ce dernier tourne avec le champ tandis que l'étoile reste fixe. Une image médiane est réalisée à partir de toutes les images obtenues lors de l'observation. Cette image médiane représente la fonction d'étalement de point de l'étoile qui peut alors être soustraite aux données. Cela permet la soustraction de l'étoile ainsi que des aberrations statiques. Les données sont pivotées pour compenser la rotation du champ puis à nouveau sommées pour faire ressortir le maximum d'information sur l'environnement proche de l'étoile.

La technique « Spectral Differential Imaging » (SDI) repose sur l'imagerie multi-spectrale pour différencier le signal du compagnon, qui reste à la même position sur le champ de vue, de la dépendance en longueur d'onde de la fonction d'étalement de point.

La technique ADI peut être combinée à la technique SDI pour améliorer les performances de détection.

### L'interférométrie

La méthode interférométrique nécessite l'utilisation d'au moins deux ouvertures, par exemple deux télescopes séparés d'une distance  $B$ . Leur lumière peut-être recombinaison de manière cohérente afin d'obtenir un phénomène de franges d'interférences. À partir du contraste des franges, il est possible d'extraire une information à haute résolution angulaire de la distribution spatiale d'intensité de l'objet observé. Le phénomène d'interférence de la lumière permet également de mettre en œuvre la technique d'interférométrie en frange noire qui

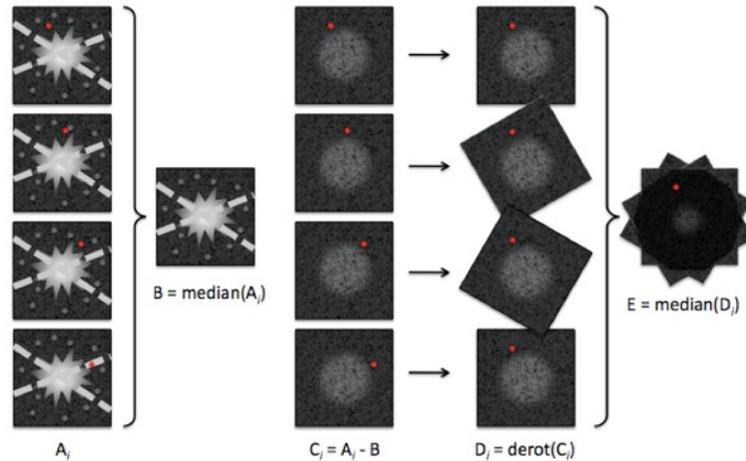


FIGURE 1.7 – Schéma explicatif de l'ADI. Le champ de vue est centré sur l'étoile et le compagnon est représenté par le point rouge.

conjugue la haute résolution angulaire et la haute dynamique. Le but est d'éteindre par interférence destructive le flux venant de l'étoile, tout en préservant le flux du compagnon. C'est sur ce principe que se fonde l'interféromètre de Bracewell (1978) (Figure 1.8). Un élément déphasant de  $\pi$  radian est placé sur l'un des bras de l'interféromètre afin de provoquer une interférence destructive sur l'axe de visée, permettant l'extinction du flux stellaire. Un compagnon se trouvant à une distance angulaire de  $\theta$  de l'étoile aura un déphasage de  $B \sin \theta$  entre les deux télescopes. En ajustant la longueur de base et l'orientation de l'interféromètre sur le ciel, il est alors possible de placer le compagnon dans une zone « additive » de l'interférogramme, permettant d'obtenir un signal amplifié jusqu'à un facteur 2.

Les principes de l'interférométrie seront développés plus en détails dans la section suivante.

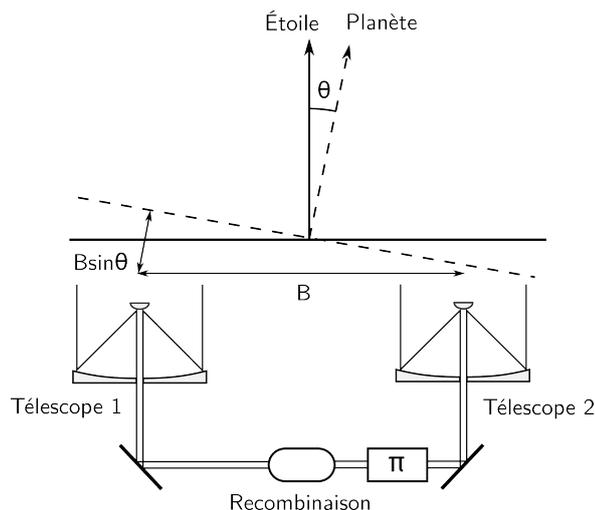


FIGURE 1.8 – Principe de l'Interféromètre de Bracewell. Un élément déphasant de  $\pi$  radians est placé sur l'un des bras de l'interféromètre pour permettre une extinction par interférence destructive du flux de l'étoile principale. Une source hors axe située dans une frange constructive peut alors être détectée avec un meilleur contraste.

## 1.2 La haute résolution angulaire et la haute dynamique

### 1.2.1 Diffraction et imagerie au sol

#### 1.2.1.1 Diffraction et formation d'image

La limite de résolution d'un télescope monolithique est généralement donnée par le critère de Rayleigh. Pour une pupille circulaire, sans obstruction centrale, il s'écrit selon l'équation suivante :

$$\sin(\theta) \simeq \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.8)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation et  $D$  le diamètre de la pupille.

Cette définition est donnée au sens du critère de Rayleigh (notion développée dans la section 1.2.1.7). Elle n'est pas universelle puisqu'elle ne permet pas de décrire le pouvoir de résolution de n'importe quel télescope. De manière plus générale, on préférera définir le pouvoir de résolution d'un télescope comme l'inverse de fréquence spatiale de coupure.

Pour y arriver, il faut revenir aux principes de la diffraction de la lumière.

**Principe de Huygens :** tout point d'un front d'onde à un temps  $t$  peut être considéré comme la source d'ondes secondaires sphériques. L'enveloppe de ces ondelettes constitue le front d'onde à un temps ultérieur.

**Principe de Huygens-Fresnel :** tous les éléments de surface d'une ouverture (ou d'une pupille) peuvent être considérés comme la source d'ondelettes secondaires sphériques. L'amplitude de l'ondelette émise par une source secondaire est proportionnelle à celle de l'onde incidente et à l'aire de l'élément de surface. Les ondelettes émises par l'ensemble de ces sources secondaires interfèrent entre elles pour donner l'onde diffractée.

Le principe de Huygens-Fresnel (cf. Figure 1.9) de la diffraction peut être résumé par l'équation :

$$U(P) = -\frac{iA}{2\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} [\cos(n, r) - \cos(n, s)] ds \quad (1.9)$$

Le champ en  $P$  vient de la superposition des sources virtuelles au sein de l'ouverture.

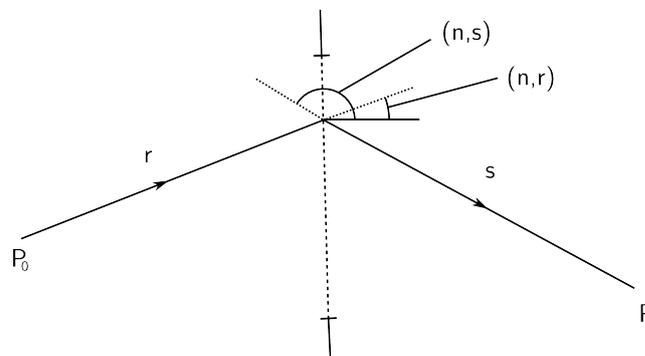


FIGURE 1.9 – Principe de Huygens-Fresnel

### 1.2.1.2 Diffraction de Fresnel

Dans le cas de l'hypothèse de Fresnel, on se place à  $z$  grand par rapport à  $x_0$ ,  $x_1$ ,  $y_0$ ,  $y_1$ . On obtient alors l'équation suivante :

$$U(x_1, y_1) = -\frac{i}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) e^{ik\sqrt{z^2+(x_0-x_1)^2+(y_0-y_1)^2}} dx_0 dy_0 \quad (1.10)$$

$$\simeq -\frac{ie^{ikz}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) e^{\frac{ik}{2z}[(x_0-x_1)^2+(y_0-y_1)^2]} dx_0 dy_0 \quad (1.11)$$

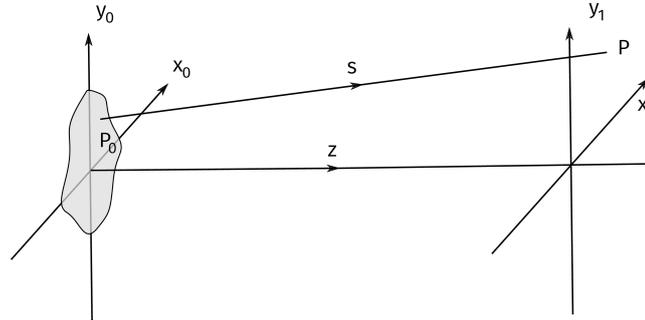


FIGURE 1.10 – Diffraction de Fresnel

Donc dans l'hypothèse de Fresnel, on a :

$$U(x_1, y_1) = -\frac{ie^{ikz}}{\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}[x_1^2+y_1^2]} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{U(x_0, y_0) e^{\frac{ik}{2z}[x_0^2+y_0^2]}\} e^{\frac{-i2\pi}{z\lambda}[x_0x_1+y_0y_1]} dx_0 dy_0 \quad (1.12)$$

Cela signifie que le champ à une distance  $z$  du plan pupille est la transformée de Fourier du champ modifié :  $U(x_0, y_0) \exp(\frac{ik}{2z}[x_0^2 + y_0^2])$

### 1.2.1.3 Diffraction de Fraunhofer

Si l'on applique l'hypothèse de Fraunhofer ou condition de « champ lointain », on se place dans la condition suivante :  $z \gg \frac{k(x_0^2+y_0^2)_{max}}{2}$ . Le champ  $U(x_1, y_1)$  devient alors :

$$U(x_1, y_1) = -\frac{ie^{ikz}}{\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}[x_1^2+y_1^2]} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) e^{\frac{-i2\pi}{z\lambda}[x_0x_1+y_0y_1]} dx_0 dy_0 \quad (1.13)$$

Sans lentille, les conditions de la diffraction de Fraunhofer sont difficiles à réunir : La distance entre pupille et détecteur devrait être trop grande. Il faut utiliser un dispositif convergent tel une lentille pour se ramener au cas de Fraunhofer à distance finie.

Si l'on revient au champ diffracté à l'infini décrit par l'équation 1.13, on remarque que  $U(x_1, y_1)$  est la transformée de Fourier de  $U(x_0, y_0)$

L'expression de la transformée de Fourier  $F(u)$  d'une fonction intégrable unidimensionnellement  $f(x)$  est :

$$F(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-i2\pi ux} dx = \mathcal{F}\{f(x)\} \quad (1.14)$$

L'amplitude du champ EM diffracté est donnée par la transformée de Fourier de la fonction pupille :

$$U(x_1, y_1) \propto \mathcal{F}\{U(x_0, y_0)\} \quad (1.15)$$

En astronomie, on utilise généralement la notation  $(u, v)$  et  $(\alpha, \delta)$  pour décrire les coordonnées respectives dans le plan pupille et focal. Elles sont définies comme suit à partir des coordonnées linéaires  $(x_0, y_0)$ ,  $(x_1, y_1)$ , de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la focale  $f$  :

$$\begin{cases} u = \frac{x_0}{\lambda} \\ v = \frac{y_0}{\lambda} \end{cases} \quad (\text{rad}^{-1} \text{ ou arcsec}^{-1}) \quad \begin{cases} \alpha = \frac{x_1}{f} \\ \delta = \frac{y_1}{f} \end{cases} \quad (\text{rad ou arcsec}) \quad (1.16)$$

Le champ diffracté de Fraunhofer s'écrit donc sous la forme :

$$U(\alpha, \delta) \propto \iint U(u, v) e^{-2i\pi(\alpha u + \delta v)} du dv \quad (1.17)$$

Les fréquences spatiales  $(u, v)$  et les coordonnées d'espace  $(\alpha, \delta)$  sont des variables conjuguées par la transformée de Fourier.

En optique, contrairement à la radio, les détecteurs ne permettent pas d'accéder à l'amplitude d'une onde électromagnétique, mais seulement à son intensité. C'est-à-dire l'amplitude du champ élevée au carré et moyennée sur le temps d'intégration, soit :

$$I(\alpha, \delta) = \langle U(\alpha, \delta) U^*(\alpha, \delta) \rangle \equiv |U(\alpha, \delta)|^2 \quad (1.18)$$

Pour une pupille éclairée par une source à l'infini (non résolue), le champ dans le plan pupille est égal à la fonction pupille :

$$U(u, v) = P(u, v) \quad (1.19)$$

il vient donc :

$$FEP(\alpha, \delta) = |TF(P(u, v))(\alpha, \delta)|^2 \quad (1.20)$$

Le théorème de Wiener-Khintchine énonce que la densité spectrale de puissance d'un processus stochastique stationnaire au sens large est analogue à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation correspondante. On obtient alors :

$$FEP(\alpha, \delta) = TF(P \otimes P(u, v))(\alpha, \delta) \quad (1.21)$$

Avec  $P \otimes P(u, v)$  l'auto-corrélation à deux dimensions de la fonction pupille, définie par :

$$P \otimes P(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} P(u-i, v-j) P^*(u, v) di dj \quad (1.22)$$

Ainsi, si la source est ponctuelle, la figure de diffraction obtenue  $FEP(\alpha, \delta)$  est la réponse impulsionnelle du système : on la nomme la Fonction d'Étalement de Point (FEP), ou également Point Spread Function (PSF) en anglais. On note que l'image d'un point source est la transformée de Fourier de l'auto-corrélation de la fonction pupille. Sa transformée de Fourier normalisée s'appelle la fonction de transfert optique :

$$FTO(u, v) = P \otimes P(u, v) \quad (1.23)$$

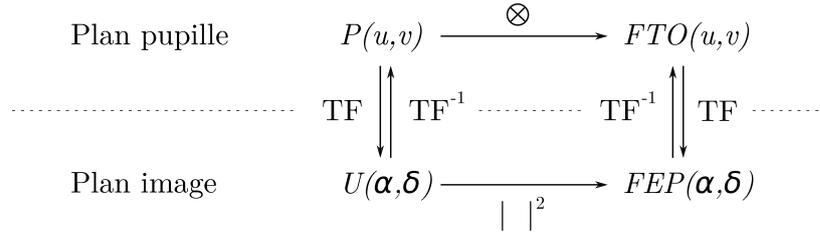


FIGURE 1.11 – Relations de passage entre plan pupille et plan image.

#### 1.2.1.4 Champ diffracté par une pupille circulaire

Dans le cas d'une pupille circulaire de diamètre  $D$ , la fonction pupille s'écrit :

$$P(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } \sqrt{x^2 + y^2} \leq \frac{D}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.24)$$

La fonction de transfert optique associée est :

$$T(u, v) = T(\sqrt{u^2 + v^2}) = T(f) = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos\left(\frac{\lambda f}{D}\right) - \frac{\lambda f}{D} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda f}{D}\right)^2} \right] \quad (1.25)$$

Elle possède une fréquence de coupure à  $\frac{D}{\lambda}$

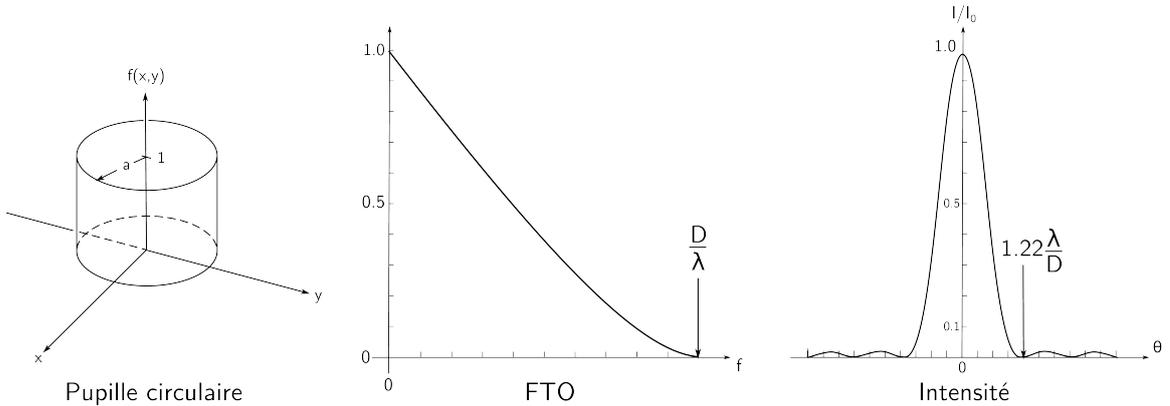


FIGURE 1.12 – Champ et intensité diffractés par une pupille circulaire

Enfin, sa réponse impulsionnelle s'écrit sous la forme suivante :

$$I(\alpha, \delta) = I(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}) = I(\theta) = \left( \frac{2J_1\left(\frac{\pi D \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi D \theta}{\lambda}\right)} \right) \quad (1.26)$$

Avec  $J_1$  une fonction de Bessel de première espèce.

Si l'on observe, avec une pupille circulaire de diamètre  $D$ , une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe de visée, on obtient une figure de diffraction dans le plan focal image appelée figure d'Airy. Elle possède une largeur à mi-hauteur de  $\sim \frac{\lambda}{D}$  et un premier zéro à  $\theta \simeq 1.22 \frac{\lambda}{D}$

### 1.2.1.5 Image d'une source étendue incohérente

Supposons que l'on observe maintenant un champ contenant plusieurs composantes lumineuses. Cet objet possède une distribution angulaire d'intensité  $O(\alpha_0, \delta_0)$ . On suppose également que les champs issus de chaque point du champ ne sont pas mutuellement corrélés.

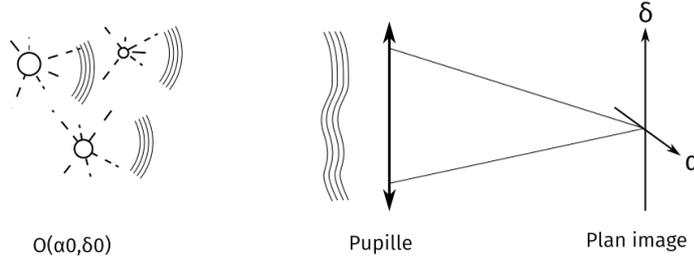


FIGURE 1.13 – Représentation d'un objet avec une distribution angulaire d'intensité.

Une source élémentaire dans la direction  $(\alpha_0, \delta_0)$  produit une figure de diffraction :

$$FEP(\alpha - \alpha_0, \delta - \delta_0)$$

Les taches de diffraction sont également mutuellement incohérentes. Par conséquent la distribution d'intensité dans le plan image s'obtient en sommant les contributions individuelles :

$$Im(\alpha, \delta) = \iint O(\alpha_0, \delta_0) \cdot FEP(\alpha - \alpha_0, \delta - \delta_0) d\alpha_0 d\delta_0 = O * FEP(\alpha, \delta) \quad (1.27)$$

L'image est alors la convolution de la distribution d'intensité de la source par la réponse impulsionnelle du système optique.

### 1.2.1.6 Contenu fréquentiel de l'image

Une convolution dans le domaine spatial correspond à un simple produit dans l'espace de Fourier, ainsi la transformée de Fourier de notre image est le produit de la transformée de Fourier de l'objet multiplié à la Fonction de Transfert Optique (FTO) du télescope.

$$S(u, v) = TF\{Im(\alpha, \delta)\} = TF\{O(\alpha, \delta)\} \cdot FTO(u, v) \quad (1.28)$$

Le système optique agit comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est  $D/\lambda$

### 1.2.1.7 Critère de résolution de Rayleigh

Le critère de résolution de Rayleigh traduit la capacité d'un télescope à séparer deux sources proches l'une de l'autre. Le pouvoir de résolution ou simplement la résolution d'un télescope est :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.29)$$

Pour une séparation angulaire inférieure au critère de Rayleigh il est difficile (voire impossible) de discerner la présence de sources ponctuelles, comme illustré Figure 1.14.

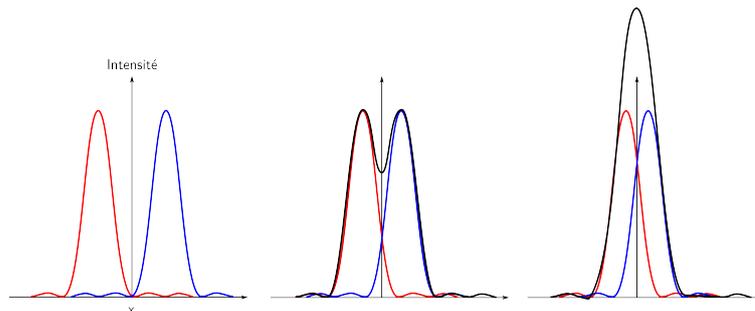


FIGURE 1.14 – Illustration du critère de Rayleigh. Deux sources plus proches angulairement que  $1.22\lambda/D$  ne sont pas discernables l'une de l'autre avec un télescope de diamètre  $D$  et à la longueur d'observation  $\lambda$

## 1.2.2 Perturbation du front d'onde

### 1.2.2.1 La turbulence atmosphérique

Les fluctuations spatiales de température dans l'atmosphère provoquent des variations de densité, donc d'indice de réfraction  $n$  suivant la loi de Gladstone :  $n - 1 = K\rho$  où  $\rho$  est la masse volumique. D'un point de vue de la propagation de la lumière, une variation d'indice induit un déphasage dans le front d'onde. La présence de masses d'air de densités différentes induit des fluctuations dans la phase de l'onde incidente. Un front d'onde initialement plan se retrouve alors perturbé, comme illustré Figure 1.15.

### 1.2.2.2 L'optique adaptative

L'optique adaptative est une méthode d'analyse et de correction du front d'onde. Le faisceau provenant du télescope est dans un premier temps collimaté puis envoyé sur un miroir déformable. Ce type de miroir est muni d'actuateurs piézoélectriques permettant d'appliquer une déformation à la surface du miroir. Le faisceau est ensuite séparé en deux à l'aide d'une lame ou d'un cube séparateur. Le premier faisceau est imagé sur la caméra dite scientifique tandis que le second est envoyé sur un analyseur de surface d'onde. Cet analyseur permet la détection de la courbure de la phase de l'onde incidente. Il en existe de plusieurs types :

- Analyseur plan focal :
  - Analyse d'image (méthodes non-linéaires), diversité de phase
- Analyseur plan pupille :
  - Interférométrie (différences de phase codées en franges)
  - Optique géométrique (rayons lumineux orthogonaux au front d'onde)

Les plus répandus sont les analyseurs Shack-Hartmann et pyramide :

- L'analyseur de Shack-Hartmann utilise un réseau de micro-lentilles pour échantillonner le front d'onde incident. Chaque micro-lentille crée une tache de diffraction sur un détecteur. Pour un front d'onde plan, les taches sont espacées de manière régulière et se trouvent au centre de chaque sous-pupille. Dans le cas d'un front d'onde perturbé, l'inclinaison du front d'onde au sein de cette sous-pupille sera traduite par

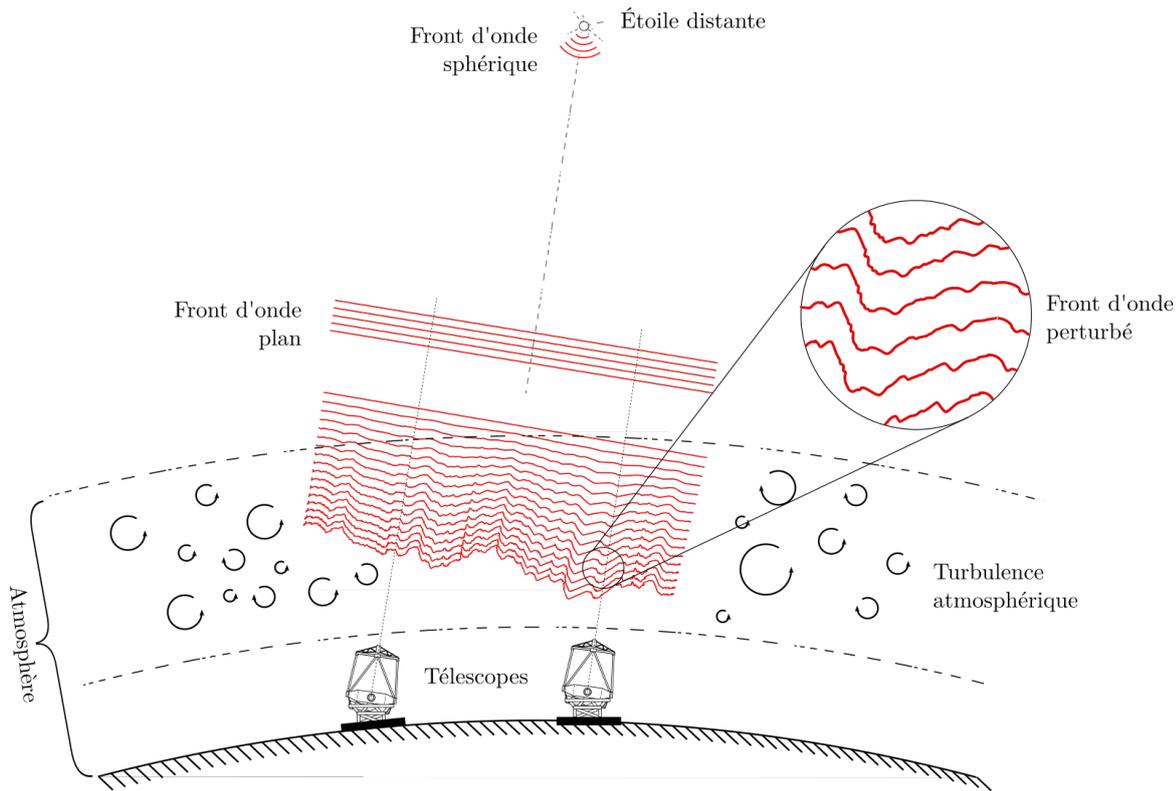


FIGURE 1.15 – Perturbation du front d’onde dû à l’atmosphère. La présence de masses d’air de densité différente induit des fluctuations dans la phase de l’onde incidente. Un front d’onde initialement plan se retrouve alors perturbé.

une variation du barycentre de la tache de diffraction. En mesurant ce déplacement, il est possible de remonter à la pente locale du front d’onde incident.

- L’analyseur pyramide est une amélioration fondée sur le principe du couteau de Foucault (ce test permet de vérifier la sphéricité d’un miroir concave avec une grande précision). Le faisceau est projeté sur un prisme pyramidal suivi d’une lentille permettant l’agrandissement et le bon échantillonnage de la pupille. Sur le détecteur, se forment quatre images de la pupille aux intensités différentes. L’analyse de ces mesures d’intensité permet de remonter aux variations de phase dans la pupille.

Une fois le front d’onde mesuré, il est décomposé sur la base des polynômes de Zernike, des fonctions à deux dimensions qui, combinées linéairement, permettent de reconstruire le front d’onde jusqu’à un certain degré de finesse.

Connaissant les variations du front d’onde, on applique au miroir déformable les tensions adéquates pour compenser les avances et retards du front d’onde dans le but de restaurer la planéité de ce dernier. On observe alors la restauration, dans une certaine mesure (liée au nombre d’actuateurs et à la rapidité de mesure du front d’onde), de la tache d’Airy dans le cas d’une source ponctuelle. Le rapport de Strehl permet de quantifier l’écart entre la tache de diffraction idéale et la FEP longue pose réelle. Plus précisément, il est défini comme le rapport entre les éclaircissements maximaux de la FEP et de la tache d’Airy. Ce rapport est compris entre 0 et 1.

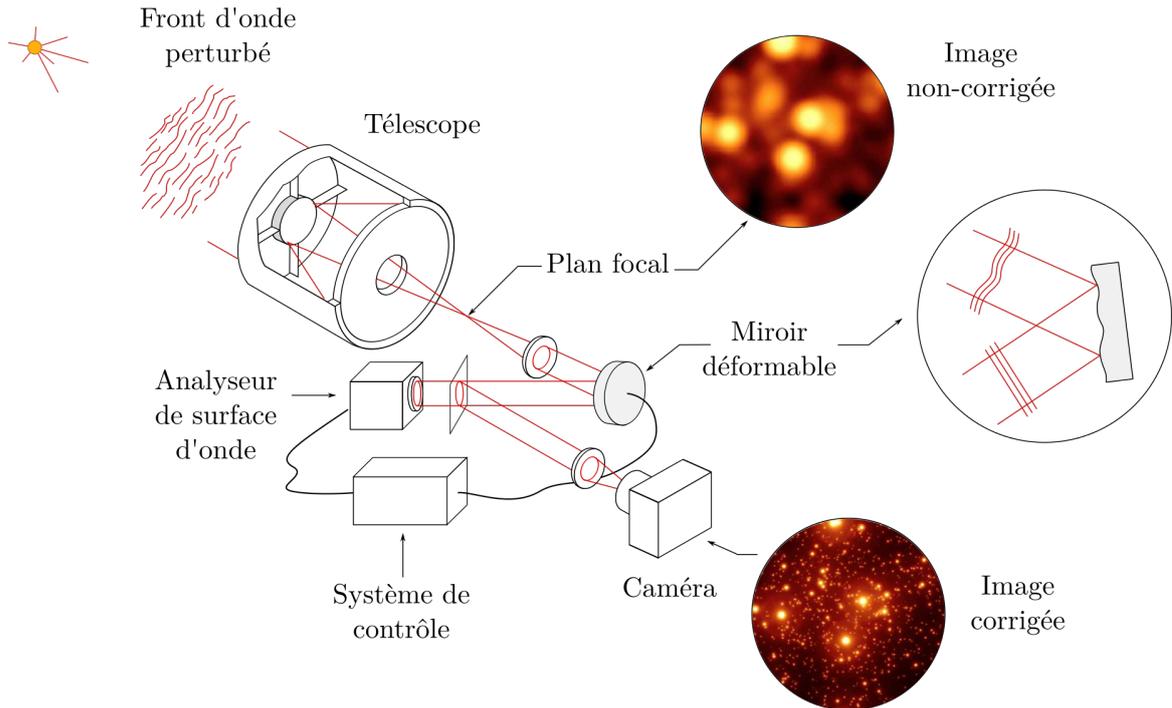


FIGURE 1.16 – Principe de l’optique adaptative. Les perturbations du front d’onde sont mesurées à l’aide d’un analyseur de surface d’onde. Cette mesure permet d’appliquer une déformation à un miroir déformable pour de compenser ces aberrations. Cela permet de restaurer dans une certaine mesure la planéité du front d’onde et ainsi de corriger l’image de la source observée.

## 1.3 Interférométrie

### 1.3.1 Résolution d’un interféromètre

Dans le domaine de l’astronomie, un interféromètre est un instrument composé d’au moins deux télescopes séparés d’une distance  $B$  appelée base. Il permet d’obtenir un pouvoir de résolution équivalent à un télescope virtuel dont le diamètre du miroir primaire serait égal à  $B$ . De manière courante, on définit l’angle  $\theta$  correspondant à la résolution angulaire d’un interféromètre par l’inverse de la fréquence de coupure  $\frac{B}{\lambda}$  :

$$\theta = \frac{\lambda}{B} \quad (1.30)$$

Avec  $\theta$  la résolution. Mais la détection d’un système binaire, par exemple, peut être observé et mesuré à des séparations encore inférieures. Ce qui explique que souvent, on voit écrit qu’un interféromètre est capable de distinguer deux objets séparé par un angle allant jusqu’à :

$$\theta = \frac{\lambda}{2B} \quad (1.31)$$

### 1.3.2 Cohérence des ondes

Si l’on considère deux variables aléatoires complexes  $X$  et  $Y$ , on définit leur corrélation par :



FIGURE 1.17 – L’interféromètre stellaire de Michelson ayant été utilisé sur le télescope de 100 pouces à l’observatoire du Mont Wilson. Ce dispositif a permis, entre autre, de résoudre angulairement des étoiles telles que Bételgeuse et Antares (Photo de l’auteur)

$$\text{Corr}(X, Y) = \frac{\langle (X - \langle X \rangle)(Y - \langle Y \rangle)^* \rangle}{\sqrt{\langle |X - \langle X \rangle|^2 \rangle \langle |Y - \langle Y \rangle|^2 \rangle}} \quad (1.32)$$

où les moyennes sont des moyennes d’ensemble ou sur une variable pour des processus stochastiques ergodiques.

La corrélation prend des valeurs complexes. Si le module de la corrélation vaut 1, alors  $X$  et  $Y$  sont corrélées :  $X - \langle X \rangle = \alpha(Y - \langle Y \rangle)$ . Si la corrélation vaut 0,  $X$  et  $Y$  sont totalement décorrélées.

Si l’on considère une onde lumineuse  $E(\vec{P}, t)$ , on peut également définir un taux de corrélation de l’onde à un instant  $t$  ou une position  $\vec{P}$  donnée. Dans le premier cas, il s’agit de la cohérence temporelle que l’on formule ainsi :

$$\text{Corr}(E(\vec{P}, t), E(\vec{P}, t + \tau)) = \frac{\langle \left( E(\vec{P}, t) - \langle E(\vec{P}, t) \rangle \right) \cdot \left( E(\vec{P}, t + \tau) - \langle E(\vec{P}, t + \tau) \rangle \right)^* \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{P}, t) - \langle E(\vec{P}, t) \rangle|^2 \rangle \langle |E(\vec{P}, t + \tau) - \langle E(\vec{P}, t + \tau) \rangle|^2 \rangle}} \quad (1.33)$$

$$= \frac{\langle E(\vec{P}, t) \cdot E^*(\vec{P}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{P}, t)|^2 \rangle \langle |E(\vec{P}, t + \tau)|^2 \rangle}} \quad (1.34)$$

Dans le cas de la cohérence spatiale, on a :

$$Corr(E(\vec{P}, t), E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t)) = \frac{\langle E(\vec{P}, t) \cdot E^*(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{P}, t)|^2 \rangle \langle |E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t)|^2 \rangle}} \quad (1.35)$$

Enfin, on peut définir le taux de corrélation de l'onde à des instants et des points différents :

$$Corr(E(\vec{P}, t), E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau)) = \frac{\langle (E(\vec{P}, t) - \langle E(\vec{P}, t) \rangle) \cdot (E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau) - \langle E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau) \rangle)^* \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{P}, t) - \langle E(\vec{P}, t) \rangle|^2 \rangle \langle |E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau) - \langle E(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau) \rangle|^2 \rangle}} \quad (1.36)$$

$$= \frac{\langle E(\vec{P}, t) \cdot E^*(\vec{P} + \Delta\vec{P}, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{P}, t)|^2 \rangle \langle |E(\vec{P}, t + \tau)|^2 \rangle}} \quad (1.37)$$

### 1.3.3 Théorème de Zernike-Van Cittert

**Interféromètre spatial dans le cas d'une source ponctuelle** On suppose une source ponctuelle située à l'infini dans la direction  $Z_0$  (vecteur unitaire) et une pupille composée de deux ouvertures circulaires de taille infiniment petite. On note  $\vec{B}$  la base, qui est le vecteur séparant les deux ouvertures  $M_1$  et  $M_2$ .

L'intensité du champ mesuré en un point de l'écran s'écrit ;

$$I_{Tot}(\vec{Z}_0, \vec{B}, \tau) = \langle |E(P, \vec{Z}_0, t) + E(P + \vec{B}, \vec{Z}_0, t)|^2 \rangle \quad (1.38)$$

$$= \langle |E(P, \vec{Z}_0, t)|^2 \rangle + \langle |E(P + \vec{B}, \vec{Z}_0, t)|^2 \rangle + 2\text{Re} \langle E^*(P, \vec{Z}_0, t) E(P + \vec{B}, \vec{Z}_0, t) \rangle \quad (1.39)$$

$$= 2I(\lambda) + 2I(\lambda)\text{Re} \left( \exp \left[ -ik_0 \vec{B} \right] \right) \quad (1.40)$$

$$= 2I(\lambda) + 2I(\lambda)\text{Re} \left( \mu_{12}(\vec{B}) \right) \quad (1.41)$$

$$= 2I(\lambda) + 2I(\lambda) \cos(-k_0 \vec{B}) \quad (1.42)$$

Avec  $\vec{k}_0 = 2\pi \frac{\vec{Z}_0}{\lambda}$

$\mu_{12}$  est le facteur complexe de cohérence. Dans le cas d'une source monochromatique ponctuelle  $\mu_{12} = \exp(-ik_0 \vec{B})$  et  $|\mu_{12}| = 1$

**Interféromètre spatial dans le cas d'une source étendue** On considère ici une source étendue incohérente (i.e. les points de la source émettent des champs deux à deux incohérents)

L'intensité du champ mesurée en un point du plan image s'écrit :

$$I_{Tot}(\vec{B}) = \int_{source} \left\langle \left| E(P, \vec{Z}, t) + E(P + \vec{B}, \vec{Z}, t) \right|^2 \right\rangle d^2 \vec{Z} \quad (1.43)$$

$$= 2 \int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) d^2 \vec{Z} + 2 \operatorname{Re} \left( \int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) \exp \left[ -2i\pi \vec{Z} \cdot \frac{\vec{B}}{\lambda} \right] d^2 \vec{Z} \right) \quad (1.44)$$

$$= 2 \int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) d^2 \vec{Z} + 2 \left( \int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) d^2 \vec{Z} \right) \operatorname{Re} \left( \mu_{12}(\vec{B}) \right) \quad (1.45)$$

Le facteur de cohérence complexe a donc pour expression :

$$\mu_{12}(\vec{B}) = \frac{\int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) \exp \left[ -2i\pi \vec{Z} \cdot \frac{\vec{B}}{\lambda} \right] d^2 \vec{Z}}{\int_{source} I(\vec{Z}, \lambda) d^2 \vec{Z}} \quad (1.46)$$

Avec  $\vec{B}$  le vecteur de base ;  $\vec{Z}$  le vecteur pointant vers la source ;  $\lambda$  la longueur d'onde et  $I(\vec{Z}, \lambda)$  la répartition d'intensité de la source. Le facteur de cohérence complexe peut être ré-écrit en fonction des coordonnées dans le plan image et des coordonnées de fréquences spatiales.

$$\mu_{12}(\vec{S}) = \frac{\int_{source} I_\lambda(\alpha, \delta) e^{-2i\pi(\alpha u + \delta v)} d^2 \vec{Z}}{\int_{source} I_\lambda(\alpha, \delta) d^2 \vec{Z}} \quad (1.47)$$

où  $(u, v)$  sont les coordonnées du vecteur fréquence spatiale  $\vec{S}$  (i.e le vecteur  $\frac{\vec{B}}{\lambda}$  selon  $\vec{Z}$ )

Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Zernike-Van Cittert : pour une source incohérente dans les conditions quasi-monochromatiques, le facteur complexe de cohérence  $\mu_{12}$  loin de la source est égal à la transformée de Fourier normalisée de sa distribution spatiale d'intensité.

### 1.3.4 Visibilité complexe

Le facteur de cohérence complexe  $\mu_{12}$  est aussi appelé visibilité complexe :

- Le module de la visibilité est donné par le contraste des franges d'interférence
- La phase est donnée par la position de la frange centrale par rapport à la différence de marche nulle

Considérons maintenant un interféromètre à  $n$  télescopes. Le champ électrique mesuré par le télescope  $i$  s'écrit :

$$\tilde{E}_i^{mesuré} = \tilde{G}_i \tilde{E}_i^{cible} \quad (1.48)$$

$$= |G_i| e^{i\varepsilon_i} \tilde{E}_i^{cible} \quad (1.49)$$

avec  $|G_i|$  le gain du télescope, i.e. l'efficacité de couplage dans la fibre optique ou la réflectivité des miroirs et  $\varepsilon_i$  le déphasage du télescope, i.e. le piston atmosphérique ou les dérives thermiques.

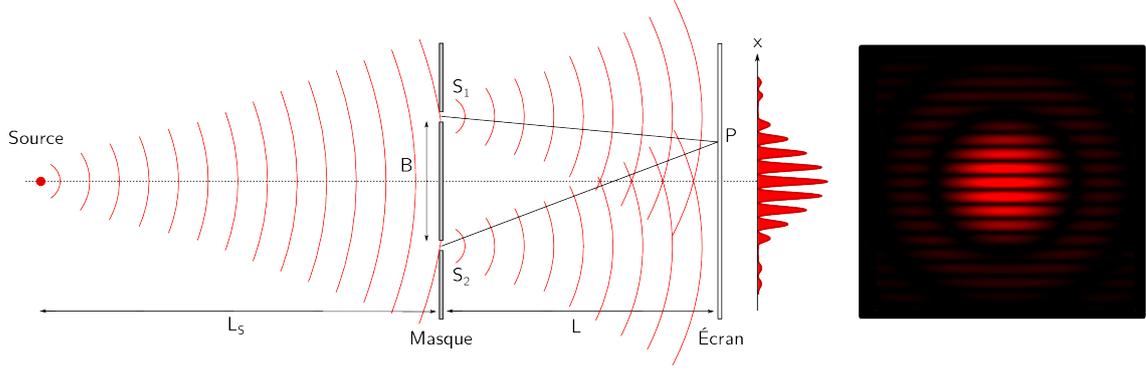


FIGURE 1.18 – Dispositif de l'expérience des trous de Young

La visibilité complexe associée à une paire de télescopes  $ij$  est proportionnelle au produit des champs électriques issus des deux télescopes, soit :

$$\tilde{\mathcal{V}}_{ij} \propto \tilde{E}_i \cdot \tilde{E}_j^* \quad (1.50)$$

$$\tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{\text{mesuré}} = \tilde{G}_i \tilde{G}_j^* \tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{\text{cible}} \quad (1.51)$$

$$= |G_i| |G_j| e^{i(\varepsilon_{\varphi i} - \varepsilon_{\varphi j})} \tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{\text{cible}} \quad (1.52)$$

- L'amplitude de la visibilité complexe est normalisée :  $|\mathcal{V}_{ij}^{\text{cible}}| \rightarrow |G_i| |G_j| |\mathcal{V}_{ij}^{\text{cible}}|$
- La phase de la visibilité complexe est altérée :  $\arg(\mathcal{V}_{ij}^{\text{cible}}) \rightarrow \arg(\mathcal{V}_{ij}^{\text{cible}}) + \varepsilon_{\varphi i} - \varepsilon_{\varphi j}$

### 1.3.5 Expérience des trous de Young

Thomas Young réalise en 1801 une expérience où il place un masque percé de deux trous entre une source lumineuse et un écran. Il observe sur cet écran une figure de diffraction présentant des franges d'interférence. Le dispositif expérimental est illustré Figure 1.18

Une source  $S$  est située à une distance  $L_S$  d'un masque percé de deux trous de diamètre  $D$ , séparés l'un de l'autre d'une distance  $B$ . Un écran est placé à la distance  $L$  du masque pour observer la figure de diffraction.

On se place dans les conditions suivantes :

- $D$  est négligeable devant toutes les autres dimensions
- $B$  est négligeable devant les longueurs  $L_S$  et  $L$

D'après le principe de Huygens, chacun des trous situés en  $S_1$  et  $S_2$  agit comme une source secondaire au passage de l'onde incidente provenant de  $S_0$ . En un point  $P(x)$  de l'écran d'observation, le champ électromagnétique issu de la source secondaire  $S_i$  s'exprime sous la forme suivante :

$$\tilde{A}_i = |A_i| \exp[i(\varphi_i + 2\pi\delta_i/\lambda)] \quad (1.53)$$

avec  $\delta_i$  la différence de marche entre les points  $S_i$  et  $P$ . Le terme  $2\pi\delta_i/\lambda$  est le déphasage associé.

Grâce aux conditions énoncées précédemment, il est possible d'approximer la différence de marche entre les faisceaux issus de  $S_1$  et  $S_2$  par  $\delta_2 - \delta_1 \approx Bx/L$ . L'intensité lumineuse

au point  $P$  est alors :

$$I(x) = \langle |A_1 + A_2|^2 \rangle \quad (1.54)$$

$$= \langle |A_1|^2 \rangle + \langle |A_2|^2 \rangle + 2\text{Re}(\langle A_1 A_2^* \rangle) \quad (1.55)$$

$$= \langle |A_1|^2 \rangle + \langle |A_2|^2 \rangle + 2|A_1||A_2||\mathcal{V}_{12}| \cos(2\pi \frac{Bx}{\lambda L} + \varphi_{12}) \quad (1.56)$$

On définit le contraste des franges par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \mathcal{V}_{12} \quad (1.57)$$

### 1.3.6 Clôtures de phase

La clôture de phase a été initialement formulée par Jennison (1958) dans le cadre de l'interférométrie radio longue base. Cette technique fut transposée plus tard à l'interférométrie optique et plus particulièrement au masquage de pupille par Baldwin et al. (1986) et Haniff et al. (1987)

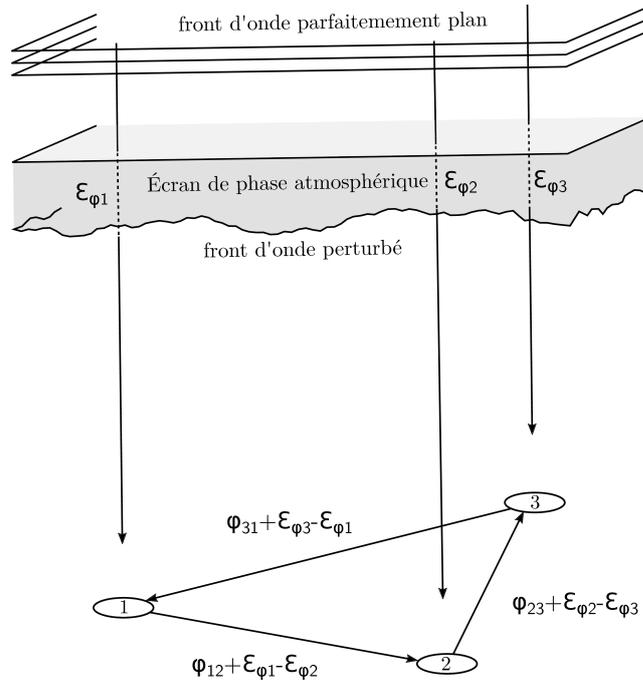


FIGURE 1.19 – Schéma descriptif de la clôture de phases

Considérons un interféromètre à trois télescopes observant une source distante ponctuelle, comme illustré Figure 1.19, trois étant le nombre d'ouvertures minimum pour réaliser une clôture de phase. Le front d'onde arrivant au niveau de la Terre est initialement plan. Mais lors de la traversée de l'atmosphère, les in-homogénéités de température des masses d'air se traduisent par un changement d'indice de réfraction et induisent des différences de marche aléatoires selon la ligne de visée. Au sol, la phase observée  $\phi_{ij}$  du front d'onde entre deux interféromètres  $i$  et  $j$  s'exprime comme :

$$\phi_{ij} = \varphi_{ij} + \varepsilon_{\varphi i} - \varepsilon_{\varphi j} \quad (1.58)$$

TABLE 1.3 – Quantité d'information récupérée sur la phase en fonction du nombre de télescopes.

Nombre de télescopes	Nombre de phases de Fourier	Nombre de triangles fermés	Nombre de clotures de phase indépendantes	Pourcentage d'information sur la phase
3	3	1	1	33%
7	21	35	15	71%
21	210	1330	190	90%
27	351	2925	325	93%
50	1225	19600	1176	96%

avec  $\varphi_{ij}$  la phase de la visibilité complexe, intrinsèque à la source; et  $\varepsilon_{\varphi i}$  et  $\varepsilon_{\varphi j}$  les termes de pistons atmosphériques (voire instrumentaux) affectant les télescopes respectifs  $i$  et  $j$ .

On peut alors exprimer la quantité  $CP_{123}$  qui est une combinaison linéaire des phases observées sur chacune des trois lignes de bases :

$$CP_{123} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31} \quad (1.59)$$

$$= \phi_{12} + \phi_{23} - \phi_{13} \quad (1.60)$$

$$= \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13} \quad (1.61)$$

car la somme des termes des perturbations différentielles s'annulent :

$$\varepsilon_{\varphi 1} - \varepsilon_{\varphi 2} + \varepsilon_{\varphi 2} - \varepsilon_{\varphi 3} - \varepsilon_{\varphi 1} + \varepsilon_{\varphi 3} = 0 \quad (1.62)$$

La particularité de cette quantité est donc de ne pas dépendre des pistons atmosphériques. Néanmoins, il n'est possible de réaliser cette opération que si l'on connaît à la fois l'amplitude et la phase de l'onde incidente, comme c'est le cas en interférométrie radio, mais pas en interférométrie optique, où seule l'information sur l'intensité, soit l'amplitude au carré, est connue.

Une seconde approche du problème consiste à créer un estimateur de la quantité clôture de phase à partir des visibilités complexes observées. C'est ce que décrivent Weigelt (1977) et Lohmann et al. (1983) dans le cadre du masquage de tavelure (*speckle masking*) en introduisant le triple produit des visibilités aussi appelé bispectre.

Le triple produit des trois visibilités complexes donne :

$$\tilde{B}_{ijk} = \tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{mesuré} \tilde{\mathcal{V}}_{jk}^{mesuré} \tilde{\mathcal{V}}_{ki}^{mesuré} \quad (1.63)$$

$$= |G_i| |G_j| e^{i(\varepsilon_{\varphi i} - \varepsilon_{\varphi j})} \tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{cible} \cdot |G_j| |G_k| e^{i(\varepsilon_{\varphi j} - \varepsilon_{\varphi k})} \tilde{\mathcal{V}}_{jk}^{cible} \cdot |G_k| |G_i| e^{i(\varepsilon_{\varphi k} - \varepsilon_{\varphi i})} \tilde{\mathcal{V}}_{ki}^{cible} \quad (1.64)$$

$$= |G_i|^2 |G_j|^2 |G_k|^2 \tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{cible} \cdot \tilde{\mathcal{V}}_{jk}^{cible} \cdot \tilde{\mathcal{V}}_{ki}^{cible} \quad (1.65)$$

Ainsi l'argument du triple produit ne contient aucun des termes de piston atmosphérique  $\varepsilon_{\varphi i}$ ,  $\varepsilon_{\varphi j}$  et  $\varepsilon_{\varphi k}$  et sa valeur n'est déterminé que par les valeurs de la phase des visibilités de la cible :  $arg(\tilde{B}_{ijk}) = arg(\tilde{\mathcal{V}}_{ij}^{cible}) + arg(\tilde{\mathcal{V}}_{jk}^{cible}) + arg(\tilde{\mathcal{V}}_{ki}^{cible})$

## 1.4 L'apport de cette thèse

Cette thèse porte sur la technique interférométrique appliquée à la détection de compagnons extra-solaires tels que les exoplanètes. L'interférométrie est une technique permettant

à la fois d'obtenir un haut contraste de détection ainsi qu'une haute résolution angulaire, deux éléments clés dans ce domaine.

Dans le chapitre 2, je me penche sur la technique interférométrique de masquage de pupille dans le cadre de la recherche de compagnons dans les disques de débris. Je décris dans un premier temps la technique en question et son mode de fonctionnement. Puis, dans un second temps, j'analyse des données observationnelles de huit disques de débris obtenues sur le Very Large Telescope. J'examine les limitations de cette technique en termes de performance en déterminant les limites de détection liées à un tel dispositif. Cela permet, en outre, de contraindre la luminosité maximale de potentiels compagnons présents dans ces disques. À l'aide d'un modèle d'évolution planétaire, il est possible d'estimer une masse équivalente à partir de la limite haute de la luminosité obtenue.

Dans le chapitre 3, j'investigue la technique de réarrangement de pupille fibré avec recombinaison par optique intégrée dans le but d'améliorer les performances de détection par interférométrie via un télescope unique. Dans ce contexte, j'ai conçu un banc de test instrumental nommé FIRST-IR afin de démontrer la viabilité d'une nouvelle architecture de recombinaison associant l'interférométrie annulante à la clôture de phase. Dans la section 3.2, je décris le fonctionnement de l'instrument ainsi que les différentes phases de conception. Puis dans la section 3.3, je caractérise l'instrument en lui-même. Enfin dans la section 4, Je décris les méthodes d'analyse que j'ai appliquées aux données obtenues sur le banc afin de valider un nouveau concept de recombinaison et de démontrer la possibilité d'obtenir des clôtures de phase stables via la technique d'interférométrie annulante.

# Masquage de Pupille



---

# OBSERVATION DE DISQUES DE DÉBRIS EN MASQUAGE DE PUPILLE

# 2

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Principe du masquage de pupille non-redondant</b>	<b>30</b>
2.1.1	Redondance de la pupille	30
2.1.2	Le masquage de pupille non-redondant	30
<b>2.2</b>	<b>Le masquage de pupille au VLT</b>	<b>31</b>
2.2.1	Observations et réduction de données	33
2.2.2	Limites de détection : de la luminosité à la masse	37
2.2.3	Résultats	37
2.2.4	Conclusions	44

---

## 2.1 Principe du masquage de pupille non-redondant

### 2.1.1 Redondance de la pupille

Considérons le cas d'une pupille circulaire. D'après le principe de Huygens, chaque point de la pupille du télescope peut être considéré comme une source secondaire possédant sa propre phase. Pour visualiser ce concept, on peut subdiviser l'entièreté de la pupille du télescope en un certain nombre de sous-pupilles virtuelles. De la même manière que dans l'expérience des trous de Young, chaque paire de sous-pupilles forme une ligne de base possédant une certaine séparation et une certaine orientation. Chacune de ses lignes de base créera alors un réseau de franges dans le plan image. Toutefois, on peut remarquer qu'il existe au sein de la pupille plusieurs paires de sous-pupilles qui ont la même séparation et orientation. C'est en cela qu'une pupille circulaire est considérée comme redondante en termes de fréquences spatiales. La tache de diffraction obtenue est l'addition cohérente de chacun de réseaux de franges. Dans le cas d'un front d'onde plan parfaitement cohérent, toutes les lignes de bases identiques en séparation et orientation « verront » la même phase et créeront dans le plan image un réseau de franges identiques. La sommation cohérente de tous les réseaux de franges crée alors la figure d'Airy.

Lorsque le diamètre du télescope est supérieur au paramètre de Fried, il existe au sein de la pupille des avances et des retards de phase. En présence de ces perturbations aléatoires de la phase au sein de la pupille, les déphasages relatifs entre sous pupilles vont provoquer un décalage des réseaux de franges. Cela perturbe la tache de diffraction en créant le phénomène de tavelures dans le plan image.

La conséquence majeure de ces perturbations de phase est la réduction des performances en termes de résolution angulaire. Un système d'optique adaptative permet de compenser un certain nombre de ces aberrations, mais il en subsiste toujours car d'une part, le nombre d'actuateurs sur le miroir déformable est limité. Et d'autre part, il y a le problème de la différence de chemin optique qui diffère après la séparation des deux faisceaux et fait qu'il existe des aberrations propre au faisceau analyseur et d'autres au faisceau de la science.

### 2.1.2 Le masquage de pupille non-redondant

Un ingénieux système a été mis au point pour palier ce problème et atteindre la limite de diffraction : le masquage de pupille. Il consiste à placer un masque muni d'ouverture dans un plan pupille du télescope dans le but de réaliser un interféromètre de Fizeau.

Pour s'affranchir de la redondance de la pupille, on dispose les trous dans une configuration qui sera, elle, non-redondante. Cela revient à n'avoir dans la pupille que des lignes de base uniques en termes de séparation et d'orientation. Ainsi chaque paire de sous-pupille créera un réseau de franges unique en termes de fréquences spatiales, cela permet de se défaire des additions non-cohérentes due aux fluctuations de phase résiduelles au sein de la pupille.

Un masque percé de deux trous reproduit l'expérience des trous de Young et permet d'obtenir un point d'information sur la visibilité complexe de l'objet observé à partir du contraste des franges obtenues par cette base. En utilisant un masque à trois trous, on

obtient alors un interféromètre à trois bases, fournissant alors trois points de données sur la fonction de visibilité. À partir de trois ouvertures, il est également possible d’obtenir une information sur la phase de l’objet en appliquant la technique de clôture de phase.

En multipliant le nombre d’ouvertures et en les disposant intelligemment de manière non-redondante, on peut échantillonner le plan de Fourier des fréquences spatiales, cf. Figure 2.1. Chaque ligne de base étant unique, la visibilité des franges obtenues sur cette base donne un point d’information dans le plan UV des fréquences spatiales. La non-redondance des bases permet de s’assurer qu’un réseau de franges n’est créé que par une seule et unique paire d’ouvertures, et donc de s’affranchir des additions non-cohérentes dues aux perturbations de phase.

Cette technique est particulièrement adaptée dans le domaine de détection d’étoiles binaires. Elle a été utilisée entre autre lors d’une campagne observationnelle sur la détection de compagnons autour d’étoiles massives. Le but de cette campagne était de s’intéresser au rôle de la propriété de multiplicité des étoiles massives de type O pour apporter un éclaircissement sur les théories de formation d’étoiles massives (Sana et al. 2014)

L’inconvénient majeur de cette technique est que l’on masque une grande partie de la pupille, on perd alors une quantité de flux conséquente. Typiquement ce ne sont qu’une dizaine de pourcents du flux total qui est transmis par le masque. Pour exemple, au télescope Keck, les masques à 9 et 18 trous disponibles offrent une transmission respective de  $\sim 10\%$  et  $\sim 5\%$ ; sur l’instrument NAOS-CONICA au Very Large Telescope la transmission des masques à 7,9 et 18 trous sont respectivement de 16%, 12% et 4%. Cela constitue un facteur particulièrement limitant lorsque les objets à détecter sont de faible luminosité.

## 2.2 Le masquage de pupille au VLT

La formation des systèmes planétaires est un processus fréquent, cependant complexe. Ces dernières décennies, des disques de débris, des disques proto-planétaires ou encore des systèmes planétaires entiers ont été découverts autour de nombreuses étoiles. La compréhension d’un tel mécanisme requiert donc l’étude des disques de débris. Ces cibles sont nombreuses et particulièrement adaptées pour des observations dans le domaine visible et infrarouge. Le mode masquage de pupille, en anglais Sparse Aperture Masking (SAM), est une technique de haute résolution angulaire qui contribue à l’étude de la région allant de 20 à 200 mas autour des étoiles. Cette zone est habituellement hors de portée de l’imagerie classique, et la technique de masquage de pupille y reste compétitive comparée à la coronagraphie vortex. Cela valable même face à la dernière génération d’instruments, dont SPHERE.

L’étude réalisée ici consiste à sonder l’environnement proche d’étoiles, à la recherche de compagnons de faible masse, ou d’y établir des limites de détection. Pour cela, nous avons observé huit étoiles présentant un disque de débris ( $\beta$  Pictoris, AU Microscopii, 49 Ceti,  $\eta$  Telescopii, Fomalhaut,  $g$  Lupi, HD181327, et HR8799) avec la technique SAM sur l’instrument NAOS-CONICA (NACO) au Very Large Telescope (VLT)

L’évolution des disques est intrinsèquement liée à la compréhension de la formation des systèmes planétaires. L’observation directe de planètes dans de tels disques devient alors

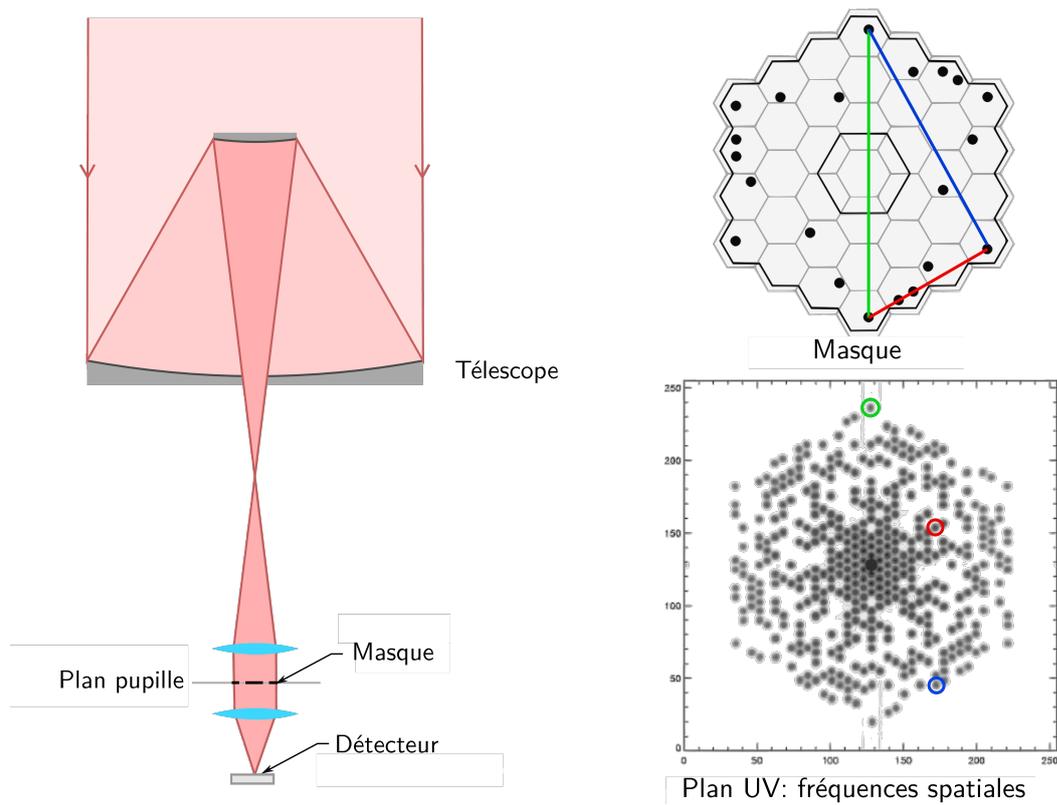


FIGURE 2.1 – Principe du masquage de pupille sur le télescope Keck. Le masque à trous (en haut à droite) est placé dans le plan pupille du télescope. Chaque paire de sous-pupille est unique en orientation et en distance et permet d’obtenir un point d’information dans le plan des fréquences spatiales (en bas à droite).

indispensable pour comprendre comment ces systèmes se forment et évoluent. Un disque de débris se compose de grains de poussière et de petits corps orbitant autour d'une étoile principale. Il est généralement pauvre en gaz, et la taille des grains est généralement comprise entre un et une centaine de microns. La durée de vie d'un disque de débris est reconnue comme relativement courte ( $\sim 10$  millions d'années ou moins), cela étant dû au processus dynamique d'appauvrissement. Néanmoins, certains disques possédant une existence plus longue ont été découverts. La présence de grands corps planétaires peut induire des perturbations gravitationnelles suffisantes pour provoquer la collision de planétésimaux. Il en résulte alors la création de fragments plus petits qui remplissent de nouveau l'environnement circumstellaire. Ainsi, les disques de débris se révèlent être de bons indicateurs de systèmes planétaires existant ou en cours de formation.

Les disques en question peuvent être observés grâce à la lumière diffusée par les grains de poussière les constituant ainsi qu'à leur émission thermique propre. La détection d'un excès en infrarouge dans la distribution spectrale en énergie a mené à la détection du premier disque de débris autour de l'étoile Vega (Aumann et al. 1984).

$\beta$  Pictoris est un autre système remarquable de par son jeune âge, estimé entre 8 et 20 Ma (Zuckerman et al. 2001). Elle est l'étoile autour de laquelle Smith et Terrile (1984) ont pu imager pour la première fois un disque de débris. L'existence d'une planète (Lagrange et al. 2010) orbitant autour de  $\beta$  Pictoris fait de ce système une référence pour les tests de modèles de formation planétaire. Plusieurs scénarii de formation ont été formalisés, tels que l'accrétion, les instabilités gravitationnelles, ou encore une combinaison des deux (Bonnefoy et al. 2013). Il est important de comprendre quels mécanismes sont en jeu, et dans quelle mesure ils contribuent à ce processus. La découverte de jeunes systèmes en possession de planètes (e.g. HR8799) est nécessaire afin de multiplier les points de références.

La présente étude porte sur huit étoiles autour desquelles des disques de débris ont déjà été découverts. Il est nécessaire d'étudier l'environnement proche de l'étoile habituellement inaccessible aux techniques d'imagerie telles que la coronographie ou les algorithmes de soustraction de fonction d'étalement de point (ADI, LOCI, PCA, etc.). Le masquage de pupille, en anglais Sparse Aperture Masking (SAM), possède un faible « inner working angle », c'est-à-dire la capacité de séparation angulaire minimale permettant la détection d'un compagnon. Ce masquage a également la particularité de pouvoir sonder la région entre  $\frac{\lambda}{2D}$  et  $\frac{2\lambda}{D}$  avec un haut contraste (représentant une dynamique de quelques milliers). Cela inclut entre autre la région allant de 20 à 200 mas, ce qui équivaut à une distance de 1.5 à 10 UA pour une étoile située à 50pc, comme c'est le cas pour  $\beta$  Pictoris,  $\eta$  Telescopii, HR8799 et AU Microscopii. Cette séparation correspond à la région des disques primordiaux où les planètes peuvent se former de manière efficace par accrétion du cœur (Kennedy et Kenyon 2008).

## 2.2.1 Observations et réduction de données

### 2.2.1.1 Observations

Les huit systèmes à l'étude sont listés dans la Table 2.1. Ils ont été observés au VLT sur une période allant de juin à octobre 2011 avec l'instrument NAOS-CONICA (NACO)

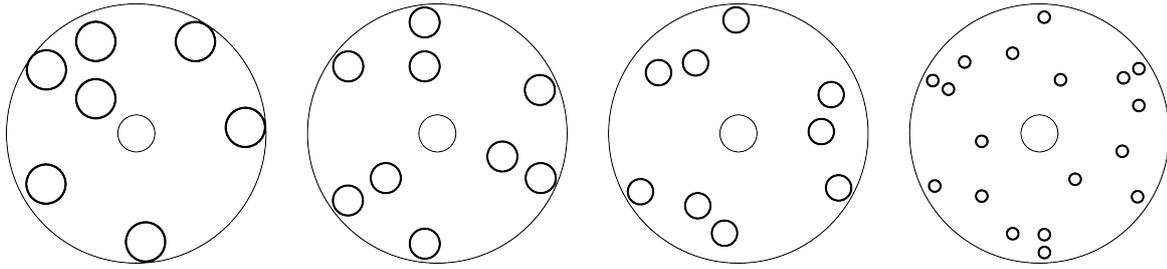


FIGURE 2.2 – Les quatre masques disponibles sur l'instrument NACO en mode SAM. De gauche à droite : 7 trous ; 9 trous ; 9 trous "large bande" ; 18 trous.

qui comme son nom l'indique est le résultat de l'association de deux systèmes : le système d'optique adaptative NAOS et la caméra CONICA. Cet instrument possède entre autre un mode masquage de pupille désigné par l'acronyme SAM (Sparse Aperture Masking).

Le mode de masquage de pupille a été utilisé pour atteindre la plus haute résolution angulaire à la limite de diffraction. Cette technique décrite dans Tuthill et al. (2000) utilise, dans le plan pupille de l'instrument, un masque muni d'ouvertures circulaires disposées dans une configuration non-redondante. Le principe de ce masque est de transformer la pupille du télescope en un interféromètre de Fizeau. Chaque ligne de base constituée d'une paire de sous-pupilles va créer un réseau de franges unique en termes de direction et de fréquence spatiale. Cela permet de se défaire des additions non-cohérentes du front d'onde dans le plan focal.

Les observations ont été réalisées dans la bande  $L'$  ( $\lambda_c = 3.80 \mu m$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu m$ ) en utilisant deux des quatre masques disponibles sur l'instrument NACO : le masque à 9 trous « large bande » et le masque à 7 trous. Les paramètres des observations tels que le masque utilisé, le temps d'intégration sur le détecteur (DIT), la taille du cube de données obtenu, et le nombre d'expositions pour chaque cible scientifique sont synthétisés dans la Table 2.1.

Le mode opératoire des observations a été d'imager l'étoile avec la pupille masquée dans chacun des quatre quadrants du détecteur de la caméra L27 de NACO (chaque quadrant mesurant  $128 \times 128$  pixels sur le détecteur de  $256 \times 256$  pixels). Un exemple de fonction d'étalement de point (FEP) obtenue sur l'étoile Fomalhaut et son spectre de puissance associé sont affichés Figure 2.3. L'observation de chaque cible scientifique est réalisée en alternance avec l'observation d'une étoile étalon. Cela permet de fournir une FEP de référence dans le but de calibrer les données scientifiques. Cette opération bénéficie du procédé de « Star Hopping » permettant un changement rapide entre la cible scientifique et l'étalon. Si ces deux derniers possèdent une luminosité comparable sur le senseur de front d'onde, il est possible de passer rapidement de l'un à l'autre sans que cela ne nécessite les délais normalement associés à une optimisation complète de la boucle d'optique adaptative. On bénéficie ainsi de conditions comparables de la turbulence atmosphérique dans les données de la science et de son étalon. Cette méthode permet d'améliorer significativement la précision sur les mesures en réduisant les biais. Il en découle de meilleures performances sur les limites de détection.

Étoile	Date UT y/m/d	Masque	DIT (s)	NDIT	NEXP	Seeing <sup>(1)</sup>	$\tau_0^{(2)}$ (ms)	Étalon
g Lup	2011/06/08	7 holes	0.08	500	40	0.76	3.2	HD139960
49 Cet	2011/08/04	7 holes	0.08	500	40	0.67	1.5	HD10100
Fomalhaut	2011/08/04	BB 9 holes	0.02	2000	32	0.68	2.1	del PsA
HD181327	2011/08/04	7 holes	0.106	472	40	0.80	2.3	HD180987
HR8799	2011/08/04	7 holes	0.051	785	40	0.77	1.6	HD218234
AU Mic	2011/08/31	7 holes	0.04	600	104	0.82	3.1	HD197339
$\eta$ Tel	2011/09/01	7 holes	0.01	500	56	0.96	2.1	HD181517
$\beta$ Pic	2011/10/12	7 holes	0.04	800	64	1.8	0.6	HR2049

<sup>(1)</sup> obtenu avec le keyword TEL IA FWHM <sup>(2)</sup> obtenu avec le keyword TEL AMBI TAUO

TABLE 2.1 – Log des observations SAM sur l’instrument VLT/NACO.

Objet	Distance (pc)	Âge (Myr)	Type Spectral	K <sup>(1)</sup> (mag)	$L'^{(2)}$ (mag)	Références
49 Cet	59	40	A1V	5.46	5.45	1,2
AU Mic	9.9	21±4	M1Ve	4.53	4.32	3,4,5
$\beta$ Pic	19.3	21±4	A6V	3.48	3.46	5,6
$\eta$ Tel	47.7	21±4	A0V	5.01	5.01	1,5,7
Fomalhaut	7.7	440±40	A3V/A4V	1.05	1.04	6,8
g Lup	17.5	300 <sup>+700</sup> <sub>-200</sub>	F5V	3.80	3.76	1,9,10
HD181327	51.8	21±4	F5V/F6V	5.91	5.87	1,5,11,12
HR8799	39.4	30 <sup>+20</sup> <sub>-10</sub>	F0V	5.24	5.22	2,13

<sup>(1)</sup> provenant de la base de données SIMBAD

<sup>(2)</sup> dérivé des tables de couleurs de Tokunaga (2000)

**Références.** (1) Cutri et al. (2003); (2) van Leeuwen (2007); (3) Stauffer et al. (2010); (4) Torres et al. (2006); (5) Binks et Jeffries (2014); (6) Ducati (2002); (7) Wyatt et al. (2007); (8) Mamajek (2012); (9) Gray et al. (2006); (10) Kalas et al. (2006); (11) Schneider et al. (2006); (12) Holmberg et al. (2009); (13) Gray et Corbally (2014).

TABLE 2.2 – Liste des étoiles étudiées, avec leurs caractéristiques : distance à l’observateur, estimation de l’âge et type spectral de l’étoile parente.

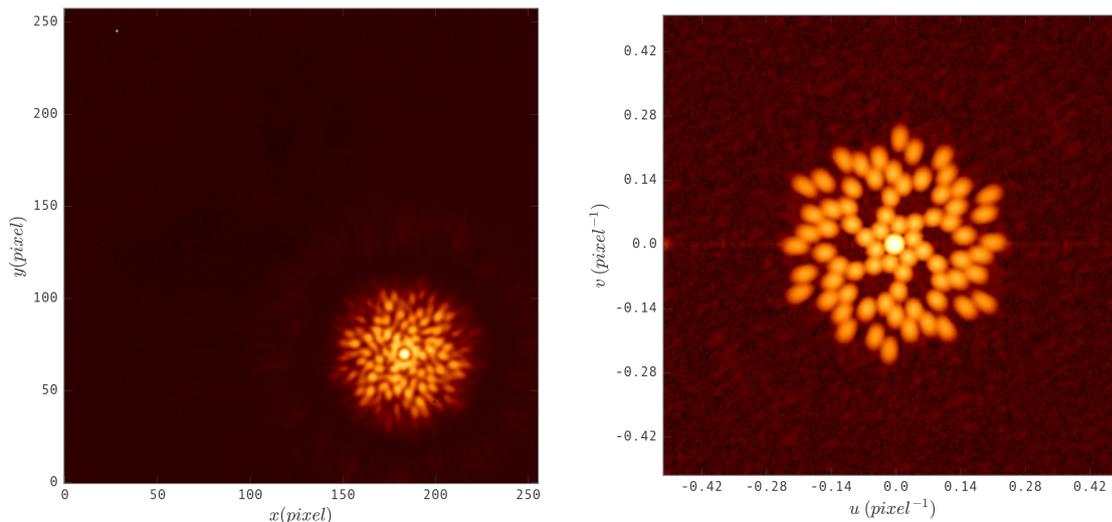


FIGURE 2.3 – À gauche : Image de Fomalhaut sur le capteur CONICA ( $256 \times 256$ ). Le champ de vue du détecteur  $7''$  ; i.e., chaque pixel représente 27 mas en taille sur le ciel. La fonction d'étalement de point (FEP) de  $\sim 2.6$  arcsec est due à la diffraction de la lumière passant dans les trous de 78 cm du masque à 9 trous utilisé pendant cette observation. Les nombreuses tavelures apparaissant au sein de cette large tache d'Airy sont dues à la superposition des franges d'interférences liées aux 36 fréquences spatiales obtenues grâce au masque. À droite : le spectre de puissance de la FEP de Fomalhaut, i.e. l'amplitude au carré des composantes de la transformée de Fourier de l'image.

### 2.2.1.2 Réduction de données

Les données ont été réduites en utilisant le Sparse Aperture Mode Pipeline (SAMP) codé dans le langage interprété Yorick. La description exhaustive du mode de fonctionnement de ce pipeline est disponible dans l'article Lacour et al. (2011). Nous allons ici résumer les principales opérations réalisées lors de la réduction de données. Dans un premier temps, une correction des altérations systématiques est appliquée sur les données brutes : les images sont corrigées du flat-field, les mauvais pixels sont retirés, le fond de ciel est soustrait. Cette dernière opération est d'autant plus importante que la luminosité du ciel est prédominante dans la bande  $L'$ . Les motifs de diffraction obtenus dans les quadrants du détecteur sont alignés, centrés et empilés. Une opération d'ajustement des franges est ensuite réalisée pour remonter aux visibilitées complexes (voir Greenbaum et al. (2015)). L'amplitude et la phase des franges sont très fortement affectées par la turbulence atmosphérique et ne permettent pas en l'état d'obtenir une information fiable sur l'objet étudié. Pour surmonter les perturbations de l'atmosphère, nous utilisons une quantité appelée clôture de phase (cf. Baldwin et al. (1986) ; Haniff et al. (1987)) décrite dans la section 1.3.6, qui prend en compte le degré de symétrie de l'objet. La clôture de phase consiste en une combinaison linéaire des phases obtenues sur trois lignes de base. Cette quantité possède la propriété intéressante d'être indépendante du piston différentiel dû à la turbulence atmosphérique. De manière plus précise, les visibilitées complexes sont multipliées entre elles pour former un triple produit appelé bispectre. La clôture de phase est alors obtenue en prenant l'argument du bispectre (Wei-

gelt 1977, Lohmann et al. 1983). Les clôtures de phase de la cible sont étalonnées en y soustrayant celles de l'étoile étalon mentionnée dans la section 2.2.1.1

Sur les clôtures de phase obtenues est ensuite ajusté un modèle de binaire à trois paramètres : la séparation  $\delta$ , l'angle de position  $\alpha$  et le rapport de luminosité  $\rho$ . Dans un espace de paramètres choisi, un cube de valeurs de  $\chi^2$  associé au triplet de valeurs  $(\alpha, \delta, \rho)$  est construit. Étant donné qu'aucune détection claire n'est ressortie de nos ensembles de données, le cube de  $\chi^2(\alpha, \delta, \rho)$  est mis à l'échelle de sorte qu'un  $\chi^2$  soit égal à 1 pour  $\rho = 0$  (absence de compagnon). Les limites de détection sont alors obtenues pour chaque  $\alpha$  et  $\delta$  pour  $\tilde{\rho}$  tels que  $\chi^2(\alpha, \delta, \tilde{\rho}) < 25 + \chi^2(0, 0, 0)$ . En d'autres termes, les limites de détection sont calculées comme étant la valeur minimum pour laquelle  $\chi^2$  est en deçà de  $5\sigma$  d'une non-détection.

### 2.2.2 Limites de détection : de la luminosité à la masse

Bien que l'examen des clôtures de phase n'ait pas permis de statuer sur la présence éventuelle d'un compagnon de faible luminosité, l'étude des cartes de  $\chi^2$  permet la détermination des limites de détection.

Les cartes de limites de détection issues de la réduction de données sont exprimées en rapport de contraste, par conséquent les limites de détection en bande  $L'$  dépendent de la luminosité de l'étoile principale. Grâce au type spectral des étoiles (donné Table 2.2), combiné aux tables de couleurs intrinsèques pour les étoiles de la séquence principale, géantes et super-géantes de Tokunaga (2000), j'ai dérivé la magnitude absolue des étoiles. À partir de cela j'obtiens des limites de détections en termes de magnitude absolue en bande  $L'$

Pour estimer la masse en fonction de la luminosité, j'ai utilisé les isochrones théoriques établies par Baraffe et al. (1997; 1998; 2003). Plus précisément, j'ai utilisé le modèle BT-Settl (Allard et al. 2012) dont les isochrones ont été interpolées en des tables de couleur synthétiques et converties dans le système de filtres VLT NACO<sup>1</sup>. Il est important de souligner que d'autres modèles d'évolution existent et sont fondés soit sur des mécanismes de formation similaires, soit des alternatives, tels que le modèle dit « warm-start » proposé par Spiegel et Burrows (2012). Par conséquent, on peut parfaitement utiliser les isochrones masse/luminosité dérivées d'autres modèles pour les appliquer aux données que j'ai mises à disposition en ligne<sup>2</sup>. Dans la Figure 2.4 sont affichées les isochrones théoriques obtenues dans la bande  $L'$  en fonction de la masse de l'objet. Étant donné l'âge communément accepté de l'étoile/disque de débris et sa luminosité absolue de la limite de détection, j'ai pu dériver la masse associée. Les cartes 2D des limites de détection en termes de masse sont affichées Figure 2.5.

### 2.2.3 Résultats

À partir de ces cartes à deux dimensions, j'ai déterminé la distribution radiale des limites de détection. Pour cela, j'ai mesuré les valeurs minimale et maximale dans un anneau d'épaisseur 5 mas, et d'un rayon allant de 30 à 500 mas. Cette opération permet de garder

1. <https://phoenix.ens-lyon.fr/Grids/BT-Settl/>

2. <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/595/A31>

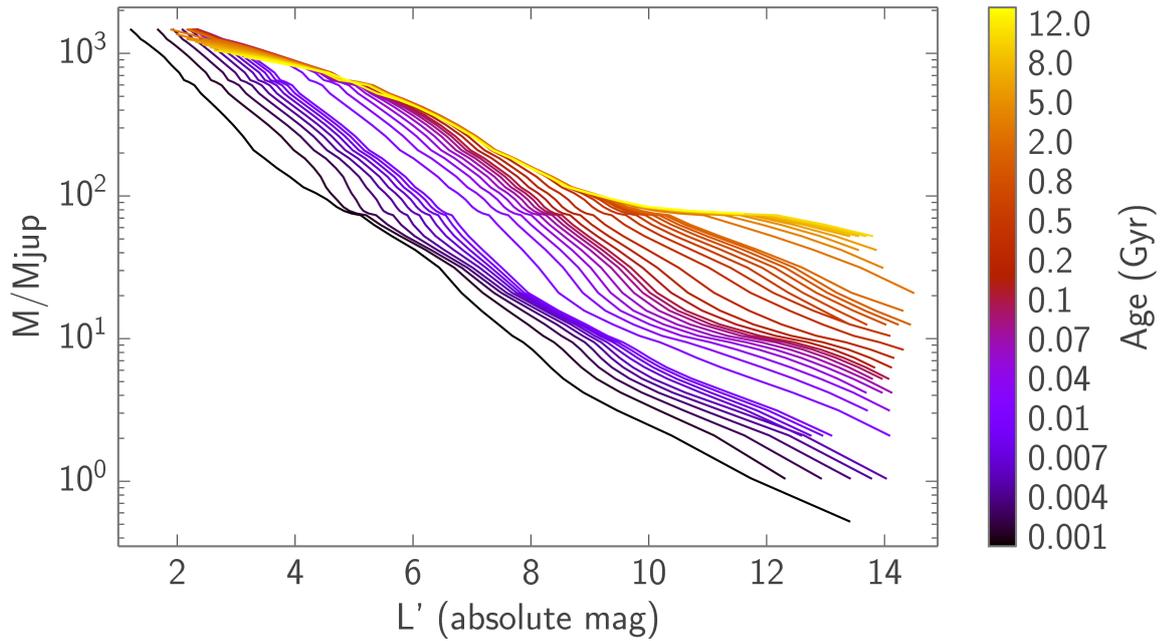


FIGURE 2.4 – Isochrones théoriques montrant l'évolution de la magnitude d'émission  $L'$  en fonction de la masse de l'objet. (Gauchet et al. 2016).

l'information sur les variations en fonction de la position azimutale à un rayon donné. Les distributions radiales de limites de détection sont illustrées Figure 2.6. La Table 2.3 résume les meilleurs contrastes obtenus dans la région de 30 à 200 mas; là où SAM est le plus efficace. Le  $\Delta mag$  est obtenu en prenant la médiane des valeurs maximales de contraste dans la région précédemment citée. Cette médiane permet une estimation juste de la valeur du plateau inférieur. Enfin, la Table 2.4 donne les limites supérieures de masse pour chaque objet, c'est-à-dire la plus faible masse que l'on peut exclure avec certitude dans toute la gamme de séparation allant de 30 à 500 mas.

#### 49 Ceti

49 Ceti est une étoile de la séquence principale de type A1V et identifiée comme étant

Objet	$\Delta mag$ (mag)	rapport de contraste ( $5\sigma$ )	Masse ( $M_{jup}$ )	Distance (AU)
49 Cet	7.86	$7.2 \times 10^{-4}$	17.6	8–12
AU Mic	8.72	$3.2 \times 10^{-4}$	3.4	1–2
$\beta$ Pic	7.79	$7.6 \times 10^{-4}$	10.7	1–3
$\eta$ Tel	8.32	$4.7 \times 10^{-4}$	10.3	4–7
Fomalhaut	8.39	$4.4 \times 10^{-4}$	61.1	1–2
g Lup	7.44	$1.1 \times 10^{-3}$	24.5	1–3
HD181327	7.71	$8.2 \times 10^{-4}$	9.9	5–10
HR8799	7.92	$6.8 \times 10^{-4}$	10.7	4–8

TABLE 2.3 – Meilleures performances haut contraste sur NACO au VLT

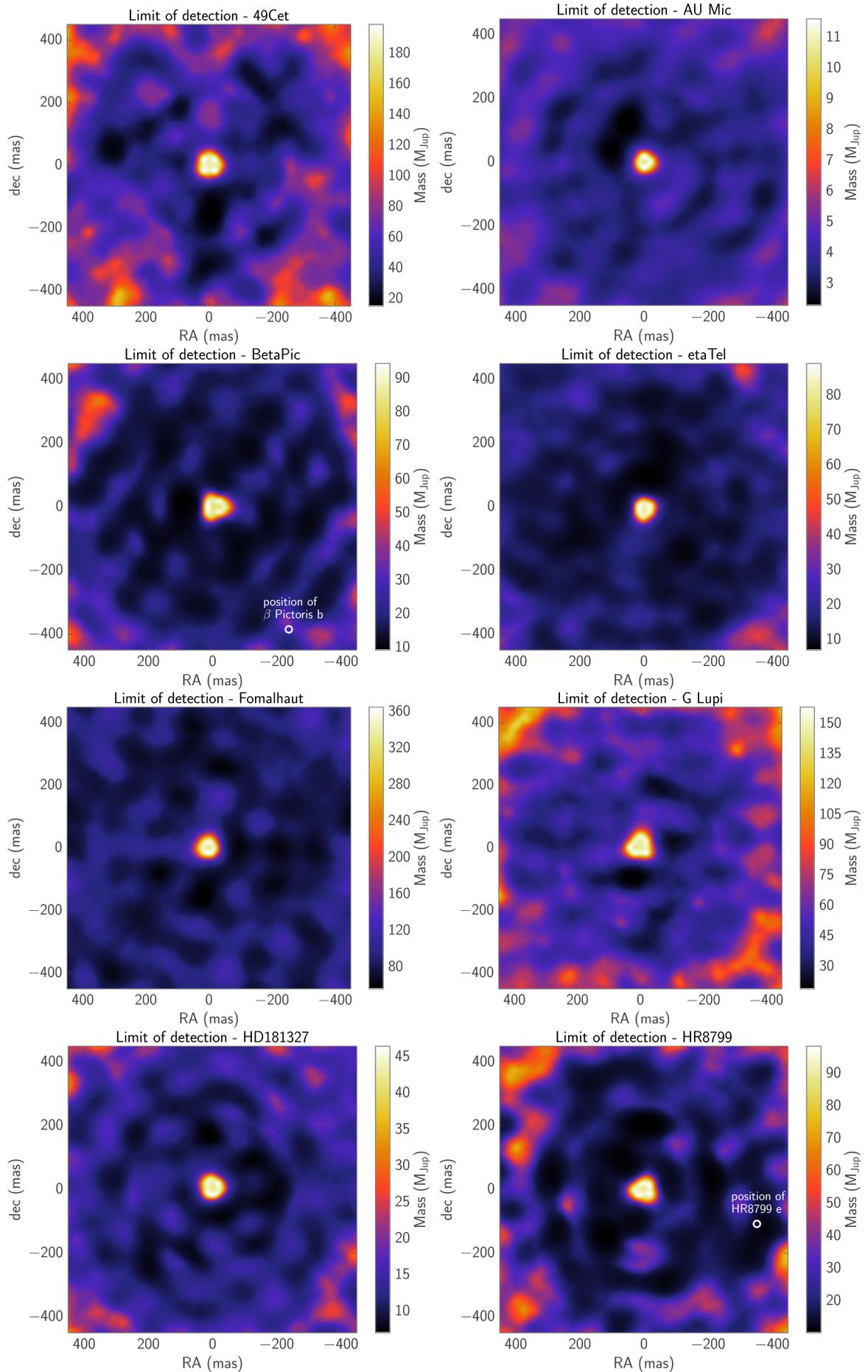


FIGURE 2.5 – Cartes des limites de détection en termes de masse obtenues pour chacun des huit systèmes étudiés

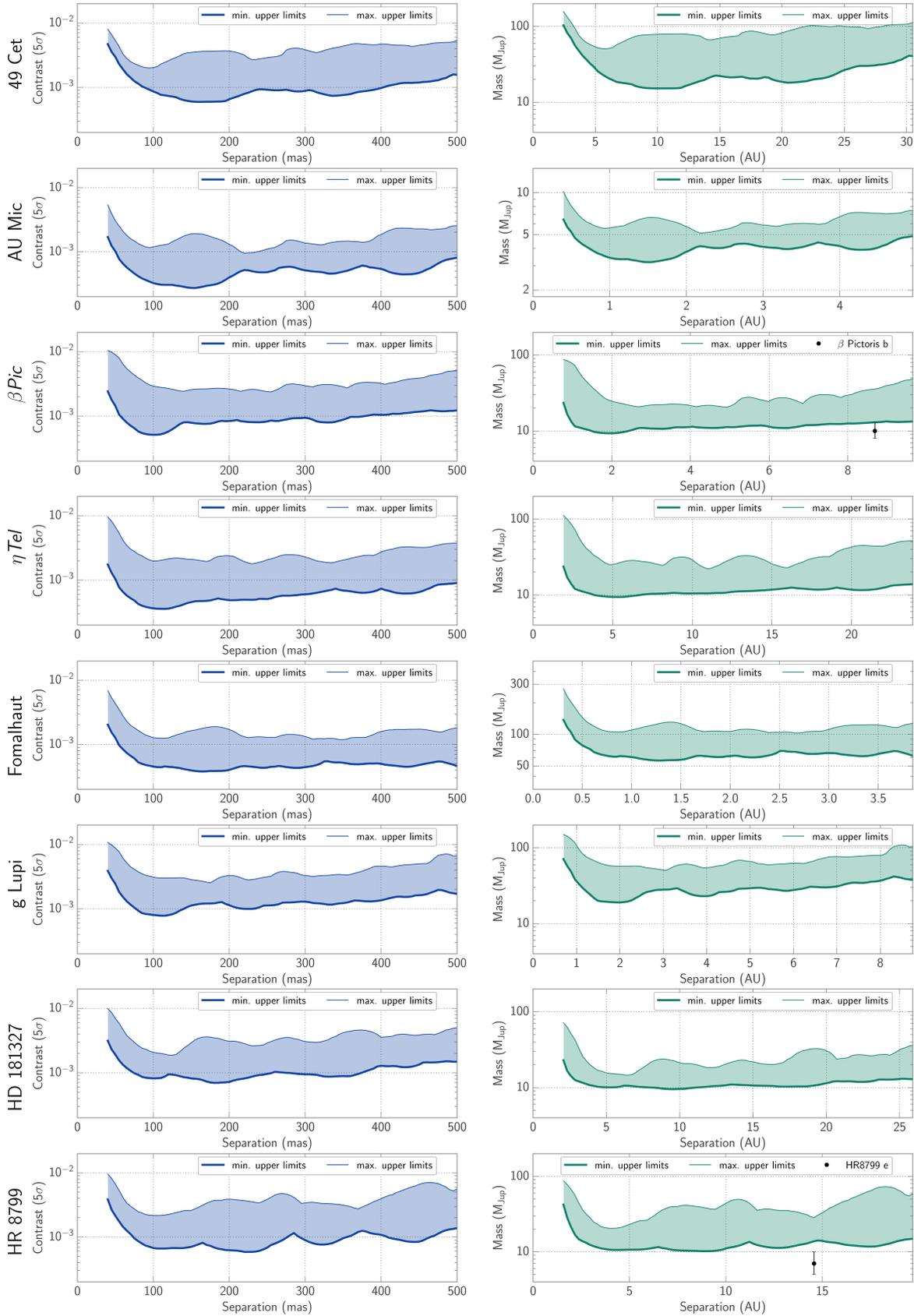


FIGURE 2.6 – Distribution radiale des limites de détection : à gauche, les courbes bleues donnent le contraste en fonction de la séparation angulaire en millisecondes d’angle, cela exprime les performances de détection. À droite, les courbes vertes indiquent les limites de détection estimées en termes de masse (en se basant sur le modèle d’évolution BT-Settl) en fonction de la séparation angulaire en Unité Astronomique. Dans le but de garder l’information sur les variations en fonction de l’angle azimutal, les lignes épaisses inférieures représentent les valeurs minimales trouvées à une distance radiale  $r$  donnée, tandis que les ligne fines supérieures représentent les valeurs maximales. Les points noirs représentent les compagnons dans les systèmes planétaires déjà connus.

Objet	$\Delta mag$ (mag)	rapport de contraste ( $5\sigma$ )	Masse ( $M_{jup}$ )
49 Cet	5.24	$8.0 \times 10^{-3}$	156.9
AU Mic	5.67	$5.4 \times 10^{-3}$	10.1
$\beta$ Pic	4.96	$1.0 \times 10^{-2}$	87.9
$\eta$ Tel	5.05	$9.6 \times 10^{-3}$	114.1
Fomalhaut	5.40	$6.9 \times 10^{-3}$	273.3
g Lup	4.92	$1.1 \times 10^{-2}$	154.2
HD181327	5.01	$9.9 \times 10^{-3}$	73.2
HR8799	5.04	$9.6 \times 10^{-3}$	87.3

TABLE 2.4 – Limites supérieures de masse : La plus faible masse que l’on peut exclure avec certitude dans un rayon de 30 à 500 mas

membre de l’association Argus vieille de 40 Ma (Zuckerman et Song 2012). Elle se trouve à une distance de  $59 \pm 1$  pc (van Leeuwen 2007). Son disque a la particularité d’être riche en gaz, tels que le CO, par rapport à la quantité attendue pour un disque de cet âge. Cela indique la présence de gaz non-primordiaux vraisemblablement dus à la collision de planétésimaux tels que des comètes (Roberge et al. 2013).

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur 49 Ceti donne un contraste de  $5 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas, jusqu’à  $2 \cdot 10^{-3}$  à une séparation de 95 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 5.8 et 8).

### AU Microscopii

AU Mic est une jeune naine M de  $0.3 M_{\odot}$  (Plavchan et al. 2009). Son âge est estimé à 8-20 Ma, et sa distance Hipparcos est de 9.9 pc (Perryman et al. 1997). Elle appartient au groupe mouvant  $\beta$  Pictoris (BPMG pour Beta Pictoris Moving Group). Elle possède un disque de débris vu quasiment par la tranche (Kalas et al. 2004).

La jeunesse et la proximité d’AU Mic donnent des conditions très favorables pour la détection dans le domaine des compagnons de faible masse. Récemment, des ondulations se déplaçant à grande vitesse dans le disque ont été observées. Ces ondulations peuvent être interprétées comme un indicateur d’une activité de formation planétaire significative (Boccaletti et al. 2015).

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur AU Microscopii donnent au moins un contraste de  $2.5 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas, jusqu’à  $9.5 \cdot 10^{-4}$  autour de 220 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 6.5 et 7.6).

### Beta Pictoris

$\beta$  Pictoris est une étoile de type A6V située à une distance de 19.3 pc (van Leeuwen 2007) et appartient au groupe mouvant du même nom. On a supposé un certain temps qu’elle possédait un âge  $12^{+8}_{-4}$  Ma (Zuckerman et al. 2001), mais une étude plus précise et possiblement plus exacte de la limite d’appauvrissement du lithium donne un âge pour le BPMG de  $21 \pm 4$  Ma (Binks et Jeffries 2014). Le système  $\beta$  Pictoris a été initialement résolu en optique (Smith et Terrile 1984) et possède un compagnon détectable par imagerie directe avec un

des plus proches demi-grands axes estimé à l'heure actuelle :  $\beta$  Pictoris b (Lagrange et al. 2010, Chauvin et al. 2012, Bonnefoy et al. 2014).

Considérant la position du compagnon  $\beta$  Pictoris b, il se situe dans le champ de vue de NACO/SAM. Malgré l'absence de détection via les clôtures de phase, nous pouvons néanmoins contraindre à cette position une limite supérieure du rapport de contraste, et ainsi de la masse. Grâce à la caractérisation orbitale de Chauvin et al. (2012) et des observations concomitantes par Nielsen et al. (2014), j'ai estimé la position de  $\beta$  Pictoris b à  $\Delta\alpha = -0.238''$  et  $\Delta\delta = -0.385''$  pendant les observations de cette étude. La position est indiquée sur la Figure 2.5. La masse correspondante en termes de limite de détection (LD) est  $m_{LD} = 30 M_{Jup}$  ( $\Delta mag = 6.2$ ). Cette valeur est concordante avec la non-détection du compagnon dont la masse estimée est de  $10_{-2}^{+3} M_{Jup}$  (Bonnefoy et al. 2014).

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur  $\beta$  Pictoris donne un contraste relativement constant entre  $5 \cdot 10^{-3}$  et  $2.5 \cdot 10^{-3}$  au delà de 70 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 5.8 et 6.5).

### Eta Telescopii

$\eta$  Telescopii (HR7329A) est une étoile de type A0V. Elle est située à une distance de 47.7 pc selon Wyatt et al. (2007) et est également membre du BPMG. Elle possède un compagnon HR7329B à 4 arcsec de séparation, par conséquent hors du champ de vue de l'instrument NACO/SAM.  $\eta$  Tel a également un compagnon stellaire plus distant : HD181327, à une séparation de 7 arcmin.

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur  $\eta$  Telescopii donne un contraste entre  $4 \cdot 10^{-3}$  et  $1.8 \cdot 10^{-3}$  au-delà de 50 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 6 et 6.9).

### Fomalhaut

Fomalhaut est une étoile de type A3V/A4V située à seulement 7.7 pc du Soleil. Le disque de poussières de Fomalhaut a été découvert grâce à son excès en infrarouge dans les observations IRAS par Aumann (1985). La ceinture de poussières a été résolue optiquement par Kalas et al. (2005) en utilisant l'Advanced Camera for Surveys (ACS) du télescope spatial Hubble (HST). La première image en optique d'une planète extra-solaire autour de ce système a été obtenue plus tard, toujours avec le HST par Kalas et al. (2008). Contrairement à AU Mic ou  $\beta$  Pic, le disque de Fomalhaut n'est pas vu par la tranche, fournissant ainsi un meilleur aperçu de la région la plus interne.

Le très bon seeing eu lors de ces observations a permis d'atteindre un rapport de contraste à  $5\sigma$  de  $4.4 \times 10^{-4}$  entre 50 et 200 mas. Cependant, l'âge ancien de Fomalhaut (440 Ma, Mamajek 2012) explique les valeurs élevées que j'obtiens en termes de limites de masse, car les modèles d'évolution prédisent une baisse en luminosité avec l'âge.

Une compilation des mesures de rapport de contraste publiés dans la littérature a été effectuée par Kenworthy et al. (2013). Elle rassemble des données coronographiques de Spitzer ( $4.5 \mu\text{m}$ ) et VLT/NACO ( $4.05 \mu\text{m}$ ), ainsi que des données interférométriques VLTI/PIONIER. Ces mesures couvrent une large gamme de séparation angulaire (1 à 2000 mas), toutefois un trou demeurerait dans cette couverture entre 100 et 200 mas. Kenworthy et al. ont souligné dans leur section Discussion que la technique SAM devrait permettre de remplir ce trou. Les mesures ici présentes permettent effectivement de combler l'intervalle,

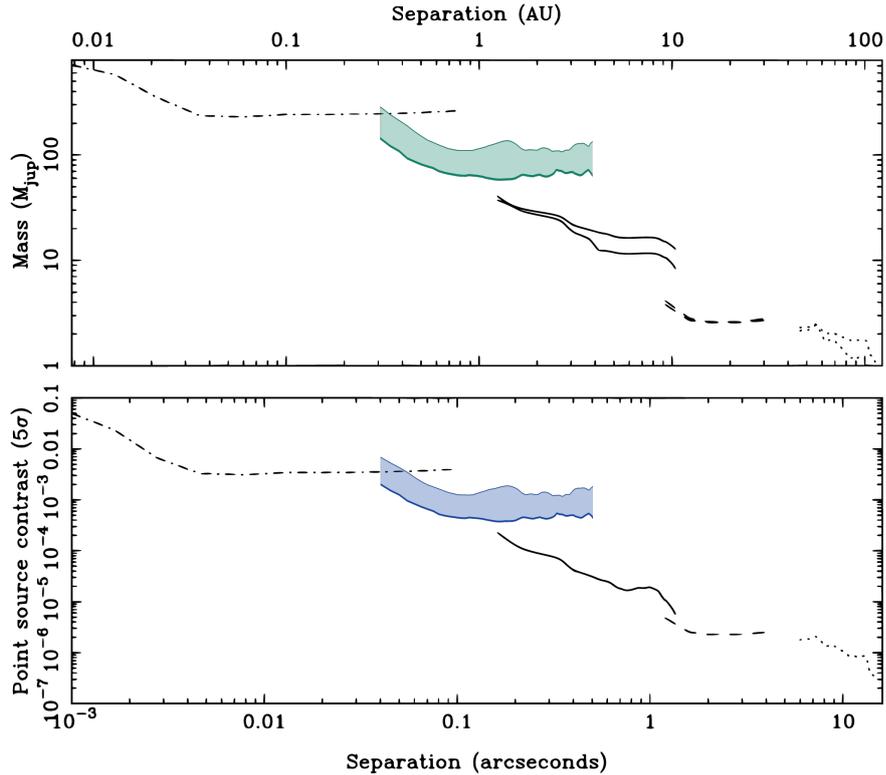


FIGURE 2.7 – Compilation de mesures sur Fomalhaut par Kenworthy et al. (2013) avec ajout de mes résultats. Les courbes représentent les données de Absil et al. (2011) [en point-tiret – VLTI/1.8 m/1.65  $\mu\text{m}$ ], Gauchet et al. (2016) [en couleur – VLT/8,2 m/3.80  $\mu\text{m}$ ], Kenworthy et al. (2013) [en trait plein noir – VLT/8.4 m/4.05  $\mu\text{m}$ ], Kenworthy et al. (2009) [en tiret line – MMT/6.35 m/4.7  $\mu\text{m}$ ], et Janson et al. (2012) [en pointillé – Spitzer/0.85 m/4.5  $\mu\text{m}$ ]

elles ont été superposées à la compilation de résultats sur la Figure 2.7. Il faut également souligner que les limites de détection que je fournis sont sensiblement inférieures à celles obtenues par VLT/PIONIER sur la plage 50 à 100 mas

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur Fomalhaut donnent un contraste entre  $1.9 \cdot 10^{-3}$  et  $1.2 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 6 et 6.9).

### g Lupi

g Lupi (aussi connu sous le nom HD139664) est une étoile de la séquence principale de type F5V située à une distance de 17.5 pc (van Leeuwen 2007). Elle est membre de l'association Hercules-Lyra (López-Santiago et al. 2006). La lumière diffusée par les poussières a été observée pour la première fois à l'aide de la coronographie sur le HST (Kalas et al. 2006). Elle présente un disque vu quasiment par la tranche s'étendant jusqu'à 109 UA. L'âge de g Lupi n'est que peu contraint mais plusieurs indicateurs suggèrent que le système est vieux de 300 Ma. Les incertitudes sur l'âge de  $300_{-200}^{+700}$  impliquent une variation de  $\pm 25 M_{Jup}$  dans les limites supérieures en masse.

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur g Lupi donnent un contraste entre  $6 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas, jusqu'à  $2.5 \cdot 10^{-3}$  à 175 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 5.5 et 6.5).

### HD181327

HD181327 est une étoile de type F5V/F6V située à 39.4 pc et supposée être membre du BPMG (Zuckerman et Song 2004). Ce système a été identifié comme candidat présentant un disque de débris d'après la détection d'un excès de luminosité en infrarouge lointain (Mannings et Barlow 1998). La méthode de soustraction de PSF sur les données d'observations du HST a révélé un anneau de débris à un rayon de 86 UA de l'étoile (Schneider et al. 2006), et des observations Herschel/PACS ont mis en évidence des structures similaires à la ceinture de Kuiper peuplée de planétésimaux de glace (Chen et al. 2008).

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur HD181327 donnent un contraste entre  $5 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas, jusqu'à  $1.8 \cdot 10^{-3}$  à 125 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 5.8 et 6.8).

### HR8799

HR8799 est une étoile membre de l'association Columba âgée de  $\sim 30$  Ma (Marois et al. 2010, Baines et al. 2012). C'est une étoile de type F0V située à 39.4 pc de la Terre (van Leeuwen 2007).

Les limites de détection obtenues sont en accord avec celles dérivées par Hinkley et al. (2011) qui a utilisé la même technique sur le télescope Keck. Cela souligne la robustesse de la technique de masquage de pupille non-redondant. De la même manière que pour  $\beta$  Pictoris, nous avons utilisé les données de Marois et al. (2010) pour estimer la position des compagnons de HR8799. Les compagnons b, c et d étaient situés trop loin, et seul le compagnon e se trouvait être dans le champ de vue de NACO/SAM. Au moment des observations, on s'attend à ce qu'il se situe à la position  $\Delta\alpha = -0.353''$  et  $\Delta\delta = -0.108''$ . À ces coordonnées, on trouve une limite supérieure en masse de  $m_{LD} = 19 M_{Jup}$  ( $\Delta mag = 7.4$ ).

Les limites de détection à  $5\sigma$  sur HR8799 donnent un contraste entre  $7 \cdot 10^{-3}$  au delà de 50 mas, jusqu'à  $2.2 \cdot 10^{-3}$  à 100 mas (un  $\Delta mag$  respectif de 5.4 et 6.7).

## 2.2.4 Conclusions

La technique SAM permet de sonder l'environnement très proche de l'étoile qui reste habituellement inaccessible aux techniques conventionnelles d'imagerie directe par analyse d'images. Elle combine la détection haute résolution angulaire et haute dynamique qui sont des éléments clés dans l'étude de la formation des systèmes planétaires.

Bien qu'aucun compagnon n'ait été détecté dans nos données observationnelles, j'ai été en mesure de donner des limites supérieures en masse sur la présence potentielle de compagnons dans la gamme de distance allant de 30 à 500 mas. Cela a été fait pour chacun des huit disques de débris présentés dans cette étude.

En particulier, ces données apportent un éclaircissement sur la présence de compagnons proches qui auraient pu éjecter ceux connus sur des orbites plus lointaines de l'étoile.  $\beta$  Pictoris b possède une orbite inclinée par rapport au disque principal, cela ne peut être difficilement expliqué autrement que par une interaction dynamique dans le passé. Les planètes de HR8799 ne peuvent pas s'être formées in-situ par un processus d'accrétion de cœur comme décrit par Pollack et al. (1996) et aurait été éjectées par des corps plus proches de l'étoile.  $\eta$  Telescopii B est une naine brune possédant une large séparation et qui semble être

située au-delà de la bordure extérieure du disque de débris de son étoile, mais aurait été formé dans le disque initial par instabilité gravitationnelle (Cameron 1978). Fomalhaut b possède une orbite très excentrée, qui peut aussi être expliquée par son éjection d'une précédente orbite. Pour chacun des objets, ces observations permettent d'exclure la présence d'une gamme de corps massifs qui auraient pu influencer l'orbite initiale des compagnons connus.

La technique SAM associée au Star Hopping est particulièrement efficace lorsque la correction du front d'onde est bonne, ce qui est le cas avec NACO en bande  $L'$ . Le mode SAM qui va être commissionné sur SPHERE au VLT va permettre d'obtenir de meilleures performances dans les bandes Y-J-H et K dans un futur proche. Cette technique est reconnue pour être hautement compétitive dans l'exploration du désert de naines brunes, et joue une part importante dans l'étude du rôle de la multiplicité dans la formation des étoiles de faible masse et des mécanismes de migration.

Les résultats de ce travail ont fait l'objet d'un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* : « Sparse aperture masking at the VLT II. Detection limits for the eight debris disks stars  $\beta$  Pic, AU Mic, 49 Cet,  $\eta$  Tel, Fomalhaut, g Lup, HD 181327 and HR 8799 » (Gauchet et al. 2016).



# Réarrangement de pupille



---

# LE BANC DE TEST FIRST-INFRA-ROUGE

# 3

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le réarrangement de pupille . . . . .</b>	<b>50</b>
3.1.1	FIRST-Visible . . . . .	50
3.1.2	Dragonfly . . . . .	52
<b>3.2</b>	<b>Présentation de l'instrument FIRST-IR . . . . .</b>	<b>52</b>
3.2.1	La partie d'injection de la lumière . . . . .	52
3.2.2	La partie recombinaison de la lumière . . . . .	55
<b>3.3</b>	<b>La conception de l'instrument et du logiciel d'acquisition . . . . .</b>	<b>61</b>
3.3.1	Python : un langage pour tout interfacier et dans les ténèbres les lier . . . . .	61

---

### 3.1 Le réarrangement de pupille

Le réarrangement de pupille est une technique qui succède au masquage de pupille décrit dans le chapitre 2. Le masquage, de par sa conception, nécessite d'avoir une configuration non-redondante de sous-pupilles, imputant une perte notable de la quantité de lumière utilisée puisque la majeure partie de la pupille est masquée. Pour exemple, les masques à 7, 9 et 18 trous de l'instrument NACO/SAM offrent respectivement une transmission de la lumière de 16%, 12% et 4%. Le principe de non-redondance des paires de sous-pupilles limite à la fois leur nombre et leur taille. Par ailleurs, la taille des sous-pupilles est également limitée par les conditions atmosphériques lors des observations. Si leur dimension excède la valeur  $r_0$  du paramètre de Fried, les franges obtenues seront perturbées par le phénomène de tavelures du fait de la perte de cohérence de la lumière au sein des sous-pupilles.

Pour palier ce problème, la technique de réarrangement de pupille a été mise en œuvre. son principe consiste à subdiviser l'entièreté de la pupille du télescope de manière arbitraire en un certain nombre de sous-pupilles. Puis de recombinaison deux à deux la lumière issue de ses dernières. Ce faisant, on utilise la totalité de l'information dans la pupille tout en s'affranchissant de la perte de contraste due aux variations de phase dans la pupille (provoqué par la turbulence atmosphérique).

Dans la pratique, la pupille du télescope est subdivisée en plusieurs sous-pupille à l'aide d'un réseau de lentilles. elles vont, chacune, focaliser la lumière dans un guide d'onde associé. L'utilisation de fibres optiques monomodes à maintien de polarisation est particulièrement indiqué dans ce cas. Ces fibres ont la particularité de ne permettre la propagation que du mode fondamental de la fibre (mode quasi-gaussien), cela a pour conséquence de filtrer spatialement les perturbations du front d'onde. Les variations de phases résiduelles au sein des sous-pupilles sont transformées en variations d'intensité. Le front d'onde en sortie de fibre est alors parfaitement plan. Par ailleurs, bien que la lumière de l'étoile principale ne soit pas polarisée, celle provenant de la diffusion par un disque de poussière et/ou celle réfléchi par l'atmosphère compagnon peut l'être, le maintien de la polarisation permet alors une analyse de ce facteur. De surcroît, l'utilisation de fibres optiques offre la possibilité de facilement acheminer la lumière vers la partie recombinaison de l'instrument où elles seront réarrangées dans la configuration voulue.

La Figure 3.1 illustre ce principe. Une fois la lumière injectée dans les fibres, ces dernières sont disposées, en sortie, dans une configuration non-redondante. Ce type de réarrangement associée à une recombinaison multi-axiale (type expérience des trous d'Young) va permettre d'obtenir des réseaux de franges d'interférences indépendants les uns des autres pour chacune des paires de sous-pupilles. Enfin, en mesurant la visibilité des franges sur un détecteur et connaissant le schéma de réarrangement, il est possible de remonter à l'information spatiale de l'objet observé.

#### 3.1.1 FIRST-Visible

Le concept FIRST repose sur la technique de réarrangement de pupille fibré. Cette version fonctionne sur une portion du domaine du visible allant de 600nm à 850nm.

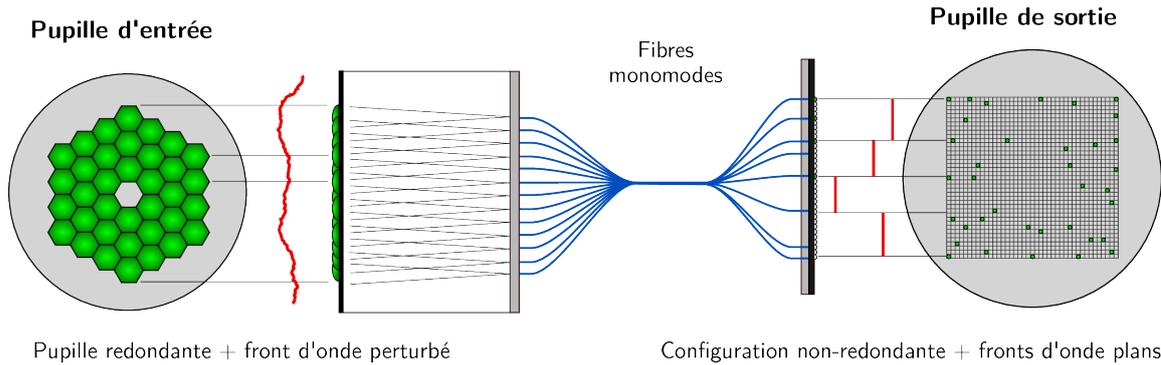


FIGURE 3.1 – Exemple de mise en oeuvre du réarrangement de pupille : Schéma adapté de Perrin et al. (2006)

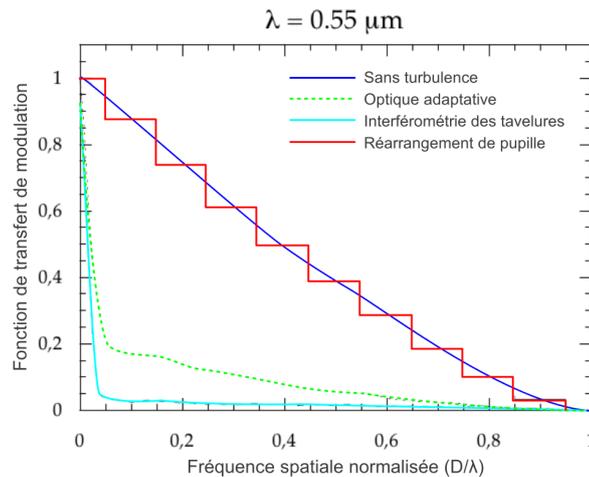


FIGURE 3.2 – Fonction de transfert de modulation d'un télescope monolithique : En l'absence de turbulence (trait plein bleu) ; avec optique adaptative (pointillé vert) ; en interférométrie des tavelures (trait plein cyan) ; avec réarrangement de pupille (trait plein rouge). L'ensemble de ces techniques permet d'atteindre de la limite de résolution mais seule le réarrangement de pupille autorise la restauration complète de l'information spatiale. Crédit : Perrin et al. (2006)

FIRST-Visible utilise une recombinaison classique dans le plan image (recombinaison multi-axiale). Les fibres en sortie du toron sont ré-agencées dans une configuration non-redondante (cf. Figure 3.1), puis on focalise la lumière de la pupille de sortie sur le détecteur grâce à d'un système de lentilles. À l'image du masquage non-redondant, chaque paire de fibres créera un réseau de franges unique en direction et en fréquence spatiale.

La version FIRST-visible a dans un premier temps été développé en laboratoire à l'observatoire de Meudon. Il a ensuite été déplacé en 2009 à l'observatoire Lick situé en Californie et effectué sa première lumière en juillet 2010. L'analyse des données observationnelles ont entre autre permis la caractérisation spectroscopique de la binaire Capella à la limite de diffraction (Huby et al. 2012; 2013). Enfin, début 2013 il a été installé sur le télescope SUBARU à Hawaii en aval du système d'optique adaptative extrême SCEXAO. Lors de ma thèse, j'ai travaillé en collaboration avec Elsa Huby, Guy Perrin et l'équipe SCEXAO à l'amélioration de l'instrument, j'ai également participé sur place à deux runs d'observation en mai 2014 et avril 2015.

### 3.1.2 Dragonfly

À l'heure actuelle, il existe plusieurs variantes de mises en œuvre du réarrangement de pupille basée sur des technologies différentes. C'est le cas de l'instrument Dragonfly, développé par l'équipe de recherche de Sydney. La partie réarrangement de pupille à proprement parlé est réalisée à l'aide d'une optique intégrée 3D. Les guides d'ondes sont gravés dans un cristal 3D pour permettre le ré-agencement des sous-pupilles dans une configuration linéaire (Jovanovic et al. 2012).

## 3.2 Présentation de l'instrument FIRST-IR

L'instrument FIRST-IR se fonde également sur la technique de réarrangement de pupille fibré, mais diffère de FIRST-visible par son système de recombinaison de la lumière : l'optique intégrée.

La lumière de chacune des sous-pupilles est injectée dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation pour acheminer la lumière vers la partie recombinaison de l'instrument qui sera en mesure d'obtenir un réseau de franges d'interférences pour n'importe quelle paire de sous-pupilles.

FIRST-IR est un recombinateur interférométrique multitélescope, fonctionnant dans la bande H ( $\lambda_c = 1.65 \mu m$  et  $\Delta\lambda = 0.30 \mu m$ ). Il possède des capacités limitées en dispersion spectrale et peut observer dans la bande H sur 7 canaux spectraux simultanément ( $\lambda/\Delta\lambda = 35$ ). Une optique intégrée est utilisée pour la recombinaison des faisceaux. Il utilise des fibres optiques monomodes et à maintien de polarisation pour permettre le réarrangement de pupille. La différence de marche est modulée sur chacune des sous-pupilles et la lumière est injectée dans les fibres pour l'acheminer vers l'optique intégrée de recombinaison. Le banc de test est composé des éléments suivants :

- une source lumineuse fibrée ( $\lambda = 1.5 \mu m$   $\Delta\lambda = 90 nm$ )
- un masque occultant (escamotable)
- douzes sous-pupilles/injecteurs
- une optique intégrée de recombinaison
- un prisme zéro déviation
- un wollaston
- un détecteur infrarouge

### 3.2.1 La partie d'injection de la lumière

La Figure 3.3 est une représentation fidèle de la disposition du banc de test FIRST-IR.

**L'étoile cible** Nous utilisons une source LASER fibrée Thorlabs SLD1550 ( $\lambda = 1.55 \mu m$ ,  $\Delta\lambda = 90 nm$ ) pour simuler l'étoile cible. L'extrémité émettrice de la source fibrée est montée sur une platine de translation  $xyz$  et de rotation  $\theta$ . Cela permet de simuler différentes actions comme le pointage de l'instrument, la focalisation ainsi que la rotation du champ de vue. Cette fibre émet un faisceau lumineux divergent en direction de la pupille de l'instrument.

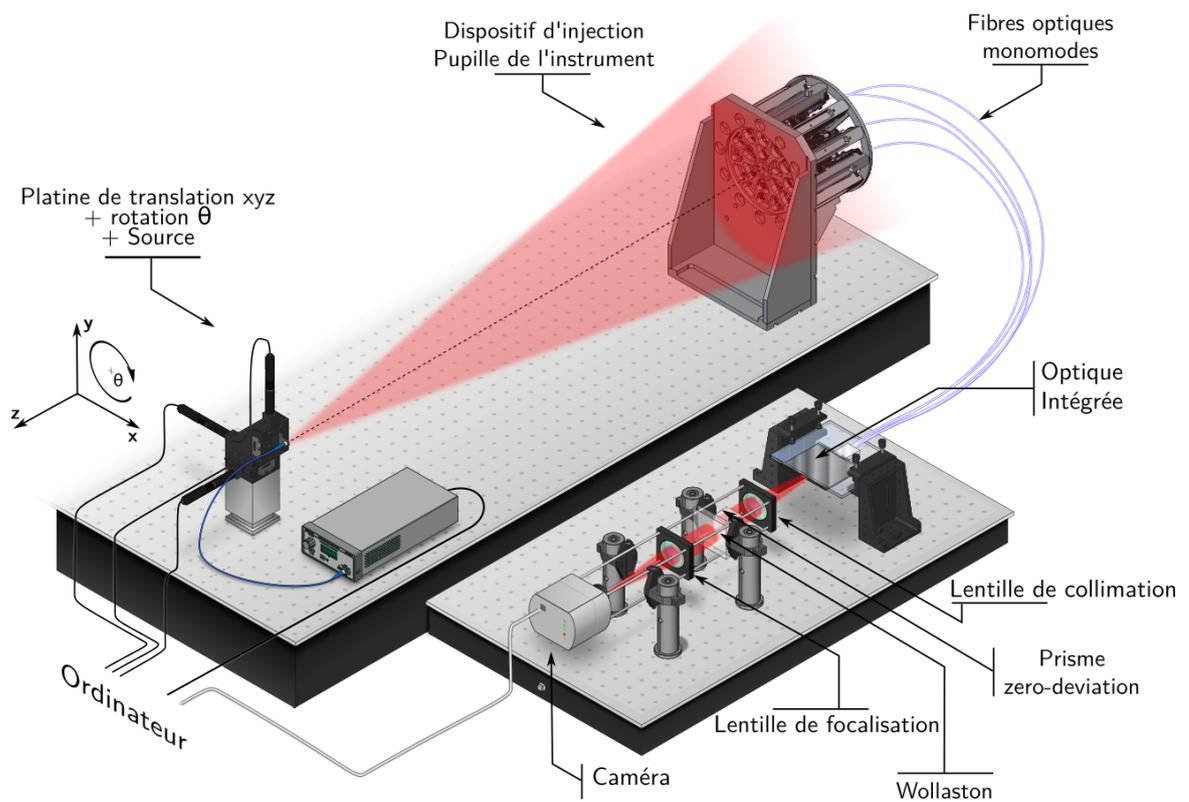


FIGURE 3.3 – Schéma descriptif du banc optique FIRST-IR. Le masque occultant ne figure pas sur l'image

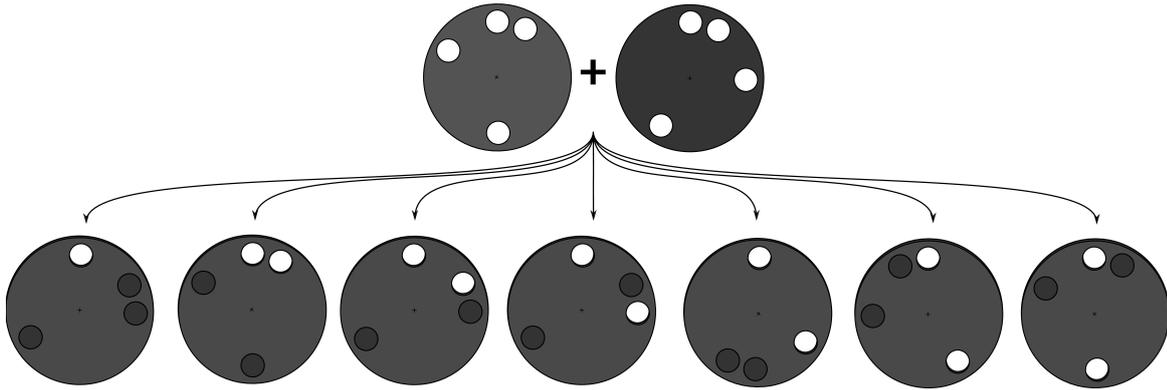


FIGURE 3.4 – Configurations permises par le masque occultant sans prise en compte de la rotation globale des deux masques.

**Le masque occultant** Dans un souci d’optimisation et d’automatisation, j’ai conçu et imprimé en 3D un masque occultant contrôlable numériquement. Il permet l’injection, au choix, dans une, deux ou toutes les sous pupilles à la fois.

Ce dispositif est composé de deux masques à trous rotatifs indépendants, montés sur un support escamotable. Les masques et le support sont actionnés à l’aide de servo-moteurs pilotés via un micro-contrôleur connecté à l’ordinateur. Le support possède deux positions de fonctionnement : la première, inactive, rabat le masque contre la table optique, permettant l’illumination de toute la pupille. La seconde, active, place le masque devant la pupille et permet l’occultation de certaines parties de cette dernière.

Chaque masque possède quatre ouvertures disposées selon une séquence non redondante. Cette configuration permet, selon l’orientation des masques, de choisir les ouvertures qui laisseront passer la lumière. En position active, ce dispositif permet d’ouvrir une ouverture seule, ou bien une paire d’ouverture. Dans notre cas, on considère douze positions d’ouvertures dans la pupille de l’instrument. Avec ce dispositif occultant, les configurations possibles sont une ouverture parmi douze ou bien une paire d’ouvertures parmi soixante-six.

**la pupille de l’instrument et les modules d’injection** Dans le cadre de FIRST-IR, La pupille de l’instrument est en réalité constituée de sous-pupilles correspondant aux lentilles de douze modules d’injection. La Figure 3.6 représente un module et ses parties constitutives. Ces modules ont été réalisés et assemblés conjointement par les pôles mécanique du LESIA et du GEPI. Ils ont été conçu pour répondre à la problématique de l’injection de la lumière dans une fibre optique monomode de manière stable, tout en permettant un contrôle de la différence de marche optique. En effet, il faut être capable de garder la lumière parfaitement focalisée sur un cœur de fibre de diamètre  $\varnothing \sim 6 \mu m$  en autorisant le déplacement du module dans la direction de l’axe de visée. Un module consiste en un chariot mobile monté sur deux rails maintenus eux même sur un support. Deux systèmes d’ajustement de la différence de marche ont été intégrés sur les modules : d’une part, une vis manuelle située à l’arrière du support assure la translation selon l’axe de visée sur une plage de distance de l’ordre du centimètre, mais avec une précision grossière. De l’autre, un actuateur piézo-électrique (Picma P-883.51) permet l’ajustement fin de la différence de marche sur une

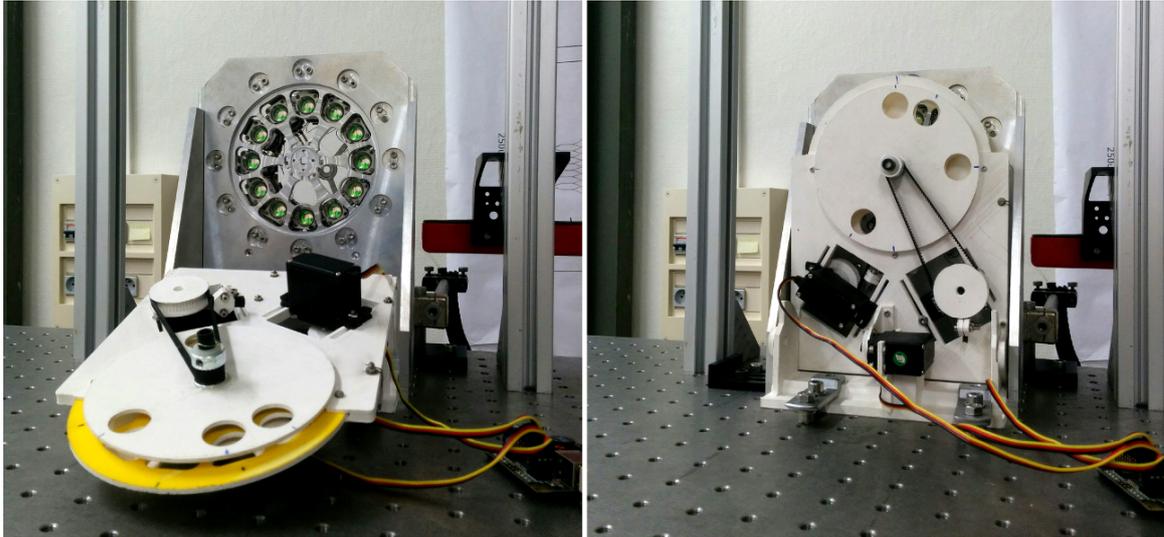


FIGURE 3.5 – Photographie du masque occultant devant la pupille de l'instrument. À gauche ; en position inactive, toute la pupille est illuminée. À droite : en position active, où seules deux sous-pupilles sont illuminées.

page de  $\sim 12 \mu\text{m}$ . Ces deux systèmes permettent respectivement de trouver la différence de marche nulle (à laquelle on peut obtenir des franges d'interférences) et de moduler cette différence de marche sur un intervalle de quelques  $\lambda$ . La pupille de l'instrument finale est constituée de douze injecteurs disposés sur la couronne externe du support d'injection. Les photographies de la Figure 3.7 permettent de visualiser la pupille complète utilisée sur la version actuelle de l'instrument.

Les fibres de la partie recombinaison sont connectées à l'arrière des injecteurs. Les fibres utilisées sont monomodes et à maintien de polarisation, elles filtrent spatialement le front d'onde. Un seul mode se propage dans le cœur de la fibre, le mode fondamental. Cela revient à filtrer toutes les hautes fréquences spatiales du front d'onde en transformant les variations de phase en variation d'intensité. Le front d'onde en sortie est alors parfaitement plan.

### 3.2.2 La partie recombinaison de la lumière

Une fois injecté dans les fibres optiques, la lumière venant des différentes sous pupilles est acheminée jusqu'à un V-groove de sortie. Ce dernier a été ajusté et fixé à l'optique intégrée de recombinaison pour maximiser l'injection du flux et assurer sa stabilité dans le temps.

#### 3.2.2.1 Principe de la recombinaison par optique intégrée

Une optique intégrée est un dispositif qui intègre plusieurs fonctions optiques sur un substrat planaire. Par analogie, l'optique intégrée est à la lumière ce que le circuit imprimé est à l'électricité. Cette technique a initialement été développée et a pris son essor dans le domaine des télécommunications à fibres optiques. En effet, avec la création du premier LASER par Maiman (1960), puis des diodes LASER et des fibres optiques faibles pertes (20 dB/km) émerge le fort potentiel de la transmission de l'information sur un réseau fibré. À l'image du transistor, il a fallu développer une technologie permettant de générer et contrôler des

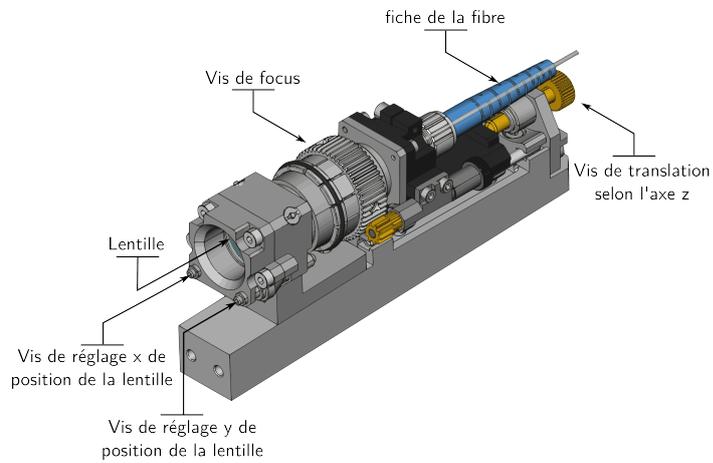


FIGURE 3.6 – Schéma de la conception d'un injecteur. Il possède plusieurs degrés de liberté pour permettre l'optimisation de l'injection de la lumière dans le cœur de la fibre (position  $x$ ,  $y$  et focus de la lentille) et le déplacement global du dispositif dans l'axe de visée.

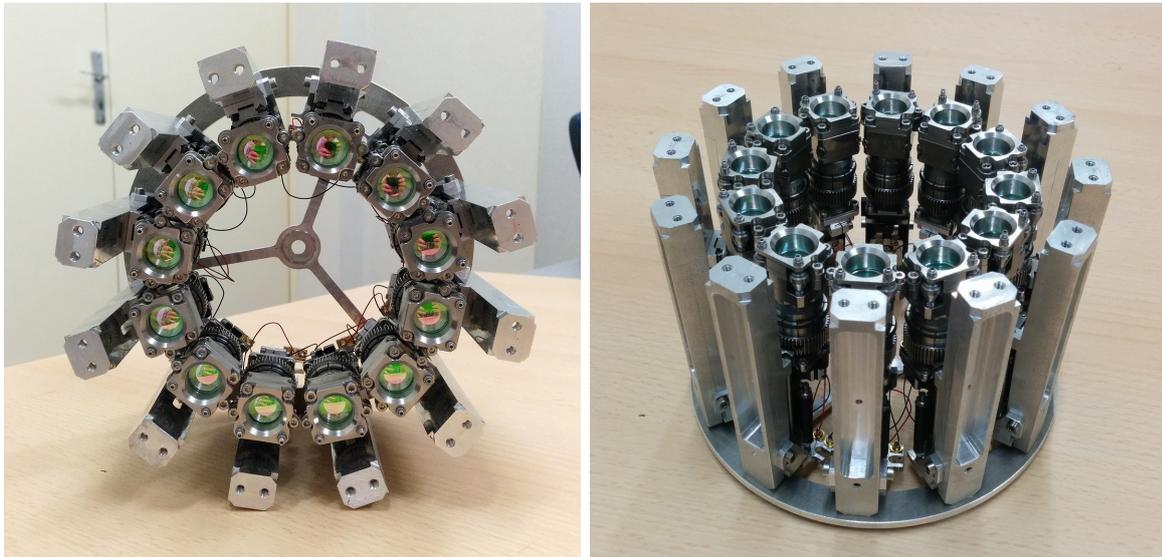


FIGURE 3.7 – Photographies de l'assemblage des 12 injecteurs de la couronne extérieure.

signaux optiques. L'optique intégrée permet de réaliser ce type de dispositifs. En 1996, Kern et Malbet ont débuté les recherches sur les potentialités de l'optique intégrée dans le domaine de l'interférométrie optique astronomique. Les optiques intégrées permettent de s'affranchir d'un grand nombre d'optiques qui auraient été nécessaires pour effectuer une recombinaison conventionnelle. Cela signifie la réduction du nombre de dioptries et ainsi la diminution des pertes de flux par réflexion. Par ailleurs les optiques intégrées de recombinaison offrent de nombreux avantages, tel que la robustesse, la stabilité et la compacité du composant. Il faut également noter que l'intégration d'un tel dispositif est très aisée dans le design de l'instrument. Ce type de recombinaison a été adopté avec succès sur plusieurs interféromètres tels que l'« Infrared Optical Telescope Array » (IOTA), l'instrument PIONIER au VLT (Benisty et al. 2009) ainsi que l'instrument Gravity au VLTI.

Le principe de l'optique intégrée se base sur la géométrie des guides déposés sur le substrat planaire. On peut énumérer les fonctions de base qui permettent de réaliser n'importe quel type d'architecture de recombinaison possible. Ces fonctions sont illustrées Figure 3.8

**le guide droit :** la fonction la plus simple, permettant de guider la lumière en ligne droite

**le guide courbé :** permet le déplacement spatial du guide

**l'intersection :** permet le croisement de deux guides sans les faire interférer

**la jonction Y :** permet de scinder une entrée en deux sorties. Dans le cas idéal, le flux d'entrée est divisé par deux dans chacune des sorties.

**le Mach-Zehnder :** un interféromètre composé de deux jonctions Y placées tête bêche. Il permet de modifier l'intensité en sortie si l'on modifie la phase sur l'un des deux bras de l'interféromètre.

**le coupleur directionnel :** permet de faire interférer deux entrées en les rapprochant à faible distance l'une de l'autre

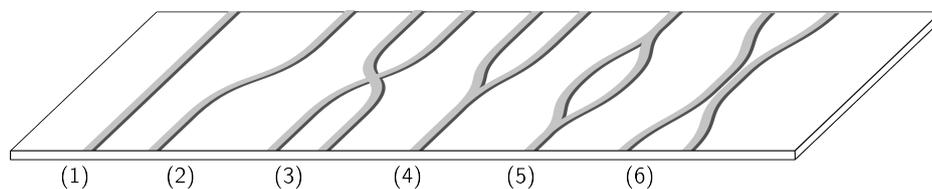


FIGURE 3.8 – Les différentes fonctions de bases réalisées à partir de guides d'onde planaires. (1) le guide droit ; (2) le guide courbé ; (3) l'intersection ; (4) la jonction Y ; (5) le Mach-Zehnder ; (6) le coupleur directionnel

De nombreuses architectures d'optiques intégrées sont réalisables avec ces fonctions de bases. Toutefois, dans notre cas nous avons besoin de recombineurs à plusieurs sorties. Cela permet un échantillonnage de l'intensité des franges d'interférence, dans le but de les reconstruire de manière univoque selon le critère de Shannon.

Nous utilisons sur nos optiques intégrées des recombineurs dit ABC et ABCD (respectivement 3 et 4 sorties). Leur schéma de recombinaison et l'échantillonnage des franges associé sont illustré Figure 3.9 et 3.10.

**le recombineur ABC ou tri-coupleur :** Les deux guides d'entrées se rapprochent de part et d'autre d'un guide central. Il en découle trois sorties A,B et C échantillonnant l'intensité des franges à  $120^\circ$ .

**le recombineur ABCD :** Les deux guides d'entrées sont scindées en deux grâce à des jonctions Y puis recombinaison à l'aide de deux coupleurs directionnels. On obtient quatre sorties A,B C et D échantillonnant l'intensité des franges à  $90^\circ$ .

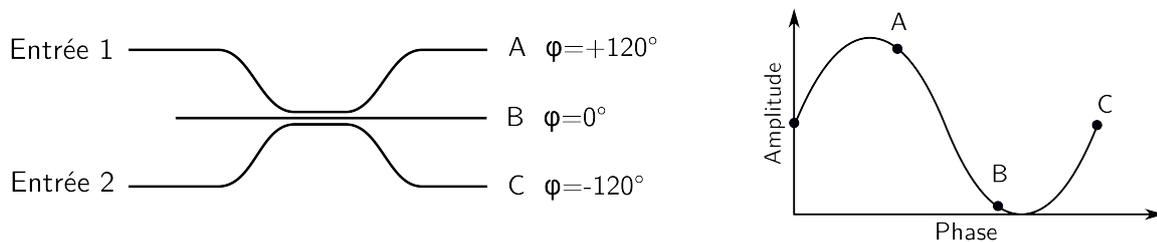


FIGURE 3.9 – Principe de l'échantillonnage des franges pour des coupleurs de type ABC. L'intensité en sortie de coupleur est simplement l'intensité des franges à une phase  $\varphi$  donnée. Dans le cas idéal, un coupleur ABC donne l'intensité des franges à  $0^\circ$  ;  $+120^\circ$  et  $-120^\circ$  de phase.

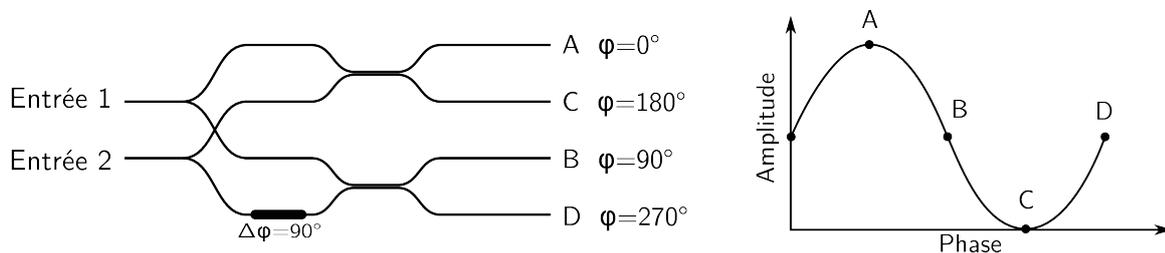


FIGURE 3.10 – Principe de l'échantillonnage des franges pour des coupleurs de types ABCD et ABC. L'intensité en sortie de coupleur est simplement l'intensité des franges à une phase  $\varphi$  donnée. Dans le cas idéal, un coupleur ABCD donne l'intensité des franges en quadrature de phase.

Les optiques intégrées utilisées durant ma thèse ont été fabriquées par *Nippon Telegraph and Telephone Corporation* (NTT) et nous ont été fournies grâce à une collaboration avec Takayuki Kotani. FIRST-IR a été conçu pour fonctionner dans la bande H car cela correspond à la gamme de longueurs d'onde utilisée par le domaine des télécommunications. Nous tirons avantage d'une technologie mature et bien maîtrisée pour la transposer vers le domaine de l'astronomie.

NTT utilise la technologie silice sur silicium pour réaliser ces optiques intégrées. Le processus repose sur le principe de dépôt par hydrolyse à la flamme (FHD pour Flame Hydrolysis Deposition en anglais). La silice est produite par hydrolyse d'un mélange de  $SiCl_4$ , d' $H_2$  d' $O_2$  selon la réaction suivante :  $SiCl_4 + 2H_2 + O_2 \rightarrow SiO_2 + 4HCl$ . C'est une méthode de dépôt de verre sous forme de particules de « suie ». Après dépôt de cette suie, le wafer de silicium est chauffé à haute température dans un four ( $\sim 1300^\circ$ ) pour transformer

la suie poreuse en un verre de silice dense et transparent. Cette méthode permet le dépôt de couches épaisses de quelques microns à plusieurs centaines selon le temps de dépôt (Kawachi 1990). Il a été également démontré que des variations de composition du gaz de la flamme permettent la production de guides d'onde monomodes possédant des pertes de moins de 0.05 dB/cm (Sun et Schmidt 1999).

### 3.2.2.2 Optique Intégrée



FIGURE 3.11 – Optique Intégrée 8T et 12T

**Optique Intégrée 4T de type nuller :** La majeure partie de ma thèse a porté sur la caractérisation d'une optique intégrée possédant une architecture de recombinaison particulière : le nuller à 4 télescopes. Le terme de télescope est employé ici pour désigner les sous-pupilles de notre instrument. En effet, une optique intégrée peut indifféremment servir à recombinaison des faisceaux issus d'un télescope monolithique comme ceux issus de plusieurs télescopes. L'avantage que présente un télescope unique est le cophasage préalable du front d'onde par le miroir primaire (et éventuellement, si l'instrument en dispose, d'une optique adaptative). Dans le cadre de plusieurs télescopes, la présence de lignes à retard est nécessaire pour réaliser cette étape. Dans le cas de FIRST-IR, ce sont les injecteurs et leur différence de marche ajustable et modulable qui jouent ce rôle.

Le nuller prends en entrée les 4 faisceaux et les recombine en plusieurs étapes. Chacune des quatre entrées est scindée en deux parties à l'aide de jonction Y. Les flux résultants issus des lignes de base 1-2 ; 2-3 ; et 3-4 sont recombinaison une première fois à l'aide de tricoupleur ABC (respectivement les ABC 12 ; ABC 23 et ABC 34), cela constitue l'étape de nulling. En ajustant la différence de marche entre les télescopes, de sorte que les faisceaux soient déphasés de  $\pi$  deux à deux, le flux venant sur la ligne de visée est « éteint » par interférence destructive. Sur la voie centrale B des tricoupleurs, seul le flux non annulé est propagé. L'étape de nulling permet d'obtenir une détection haut contraste en annulant la lumière de l'étoile principale sur la ligne de visée tout en préservant l'information située à sa périphérie. Dans la suite, le flux issu de chacune des voies centrales des tricoupleurs sera appelé « null ». Chacun des nulls est lors scindé en deux, à nouveau grâce à des jonctions Y, puis recombinaison deux à deux à l'aide de recombineurs ABCD, c'est l'étape permettant d'obtenir une clôture de phase sur les nulls.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
⏟		⏟		⏟		⏟				⏟				⏟		⏟		⏟	
Ph. 1	AC 12	A 23	ABCD 12-23				ABCD 12-34				ABCD 23-34				C 23	AC 34	Ph. 4		

TABLE 3.1 – Schéma de recombinaison en sortie de l’optique intégrée. Ph correspond aux sorties photométriques; AC ij aux deux sorties des ABC; et ABCD ij-kl aux quatre sorties des recombineurs ABCD

En sortie de l’optique intégrée, nous obtenons 20 canaux d’informations liés au schéma de recombinaison. Les sorties sont disposées selon le schéma décrit dans la Table 3.1.

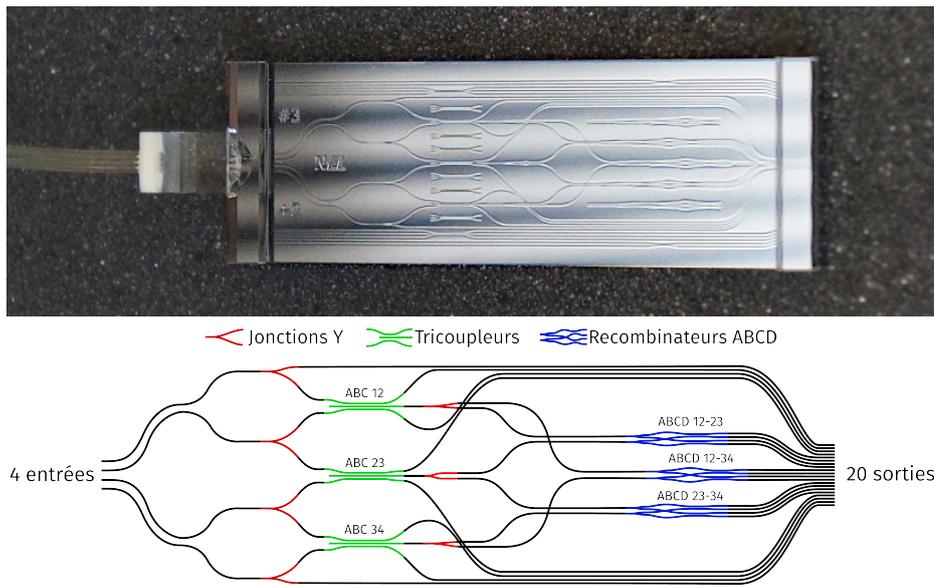


FIGURE 3.12 – Photographie et schéma de l’optique intégrée Nuller

### 3.2.2.3 Imagerie de la sortie de l’optique intégrée

Une fois les faisceaux recombinaisonnés dans l’optique intégrée, nous imageons sa sortie afin d’obtenir l’information donnée par les franges d’interférence. Une paire de doublets achromatiques a été réalisée sur commande par Jean-Michel Reess du laboratoire d’optique de l’Observatoire de Paris, ses caractéristiques sont détaillées dans la Table 3.2. Ces doublets permettent d’échantillonner idéalement la sortie de l’optique intégrée sur le capteur de la caméra. Le premier doublet achromatique est situé à une distance focale de la sortie de l’optique intégrée, et permet de collimater la lumière issue de cette dernière. Le second est placé à une distance focale de la caméra. L’ensemble permet d’obtenir un grandissement  $\times 2$  de l’image. Ainsi les sorties de l’optique intégrée espacées deux à deux de  $30 \mu m$  sont échantillonnées à raison d’une sortie par pixels tous les deux pixels sur le capteur.

Dans le faisceau collimaté, entre les deux doublets, est inséré un prisme wollaston ainsi qu’un prisme zéro déviation. Le wollaston est une optique permettant de séparer la lumière non polarisée ou polarisée aléatoirement en deux faisceaux polarisés linéairement et ortho-

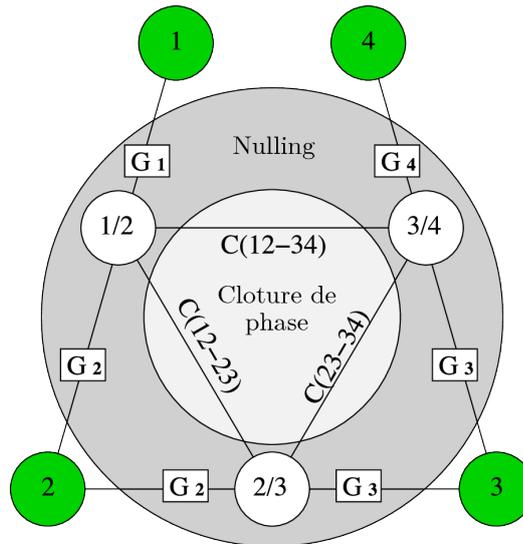


FIGURE 3.13 – Représentation de la recombinaison du nuller à 4 télescopes. Les faisceaux de 4 sous-pupilles sont recombinaison en deux étapes. Une étape de nulling sur 3 lignes de bases, puis la recombinaison ABCD de l'étape à partir des 3 nulls obtenus précédemment. Schéma tiré de Lacour et al. (2014)

gonalement l'un de l'autre. Les deux composantes de la polarisation sont alors distinguables spatialement sur le capteur. Le prisme zéro déviation permet quant à lui de disperser spectralement la lumière avec un angle de dispersion nulle pour la longueur d'onde  $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ , et une séparation angulaire de  $6'$  pour la gamme  $1.45\mu\text{m}$  à  $1.8\mu\text{m}$  soit  $0.18\text{mm}$ . Ces deux optiques permettent sur la caméra d'accroître la longueur de cohérence, cela améliore le contraste des franges et donc augmente la précision sur leur mesure. L'effet du wollaston et du prisme sur l'image de la sortie de l'optique intégrée est illustré Figure 3.14, on peut remarquer l'apparition des franges encodées sur la longueur d'onde lors de l'utilisation d'une source large bande (vignette 4)

### 3.3 La conception de l'instrument et du logiciel d'acquisition

#### 3.3.1 Python : un langage pour tout interfacier et dans les ténèbres les lier

Durant mon stage de Master, j'ai débuté la conception du banc de test ainsi que du logiciel de contrôle initialement développé en code LabVIEW. LabVIEW (dont le nom est la contraction de Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) est une plateforme de développement principalement utilisée pour l'acquisition de données et le contrôle d'instruments. Il permet de créer rapidement une interface graphique et d'effectuer le lien avec le matériel électronique. Il est particulièrement répandu dans le domaine de la recherche instrumentale.

Toutefois, au cours ma thèse, devant l'augmentation du nombre et de la diversité d'interfaces nécessaires à ses fonctionnalités (listées dans la Table 3.4), j'ai décidé de remplacer complètement le code de contrôle LabView précédemment utilisé. Ce dernier devenait vieillissant, l'implémentation de nouvelles fonctionnalités était fastidieuse et le code offrait des

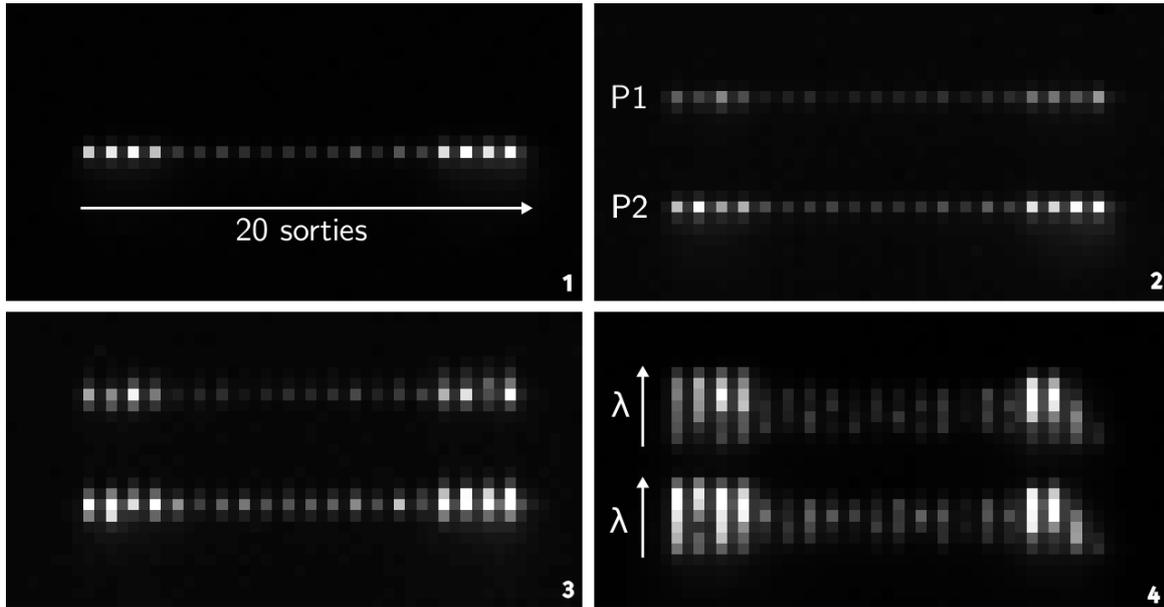


FIGURE 3.14 – Effet du prisme et du wollaston sur la sortie de l’OI en l’absence d’optiques secondaires : 1) Sortie de l’OI en l’absence d’optiques secondaires. On observe une ligne dont chaque pixel correspond à une sortie de l’optique intégrée. 2) avec le wollaston, les deux polarisations sont séparées. 3) avec le wollaston et le prisme zéro déviation, les différentes longueurs d’onde sont dispersées verticalement. 4) Utilisation d’une source Super Continuum large bande, avec le wollaston et le prisme zéro déviation. L’ensemble du spectre de la bande H est échantillonné verticalement sur 8 pixels.

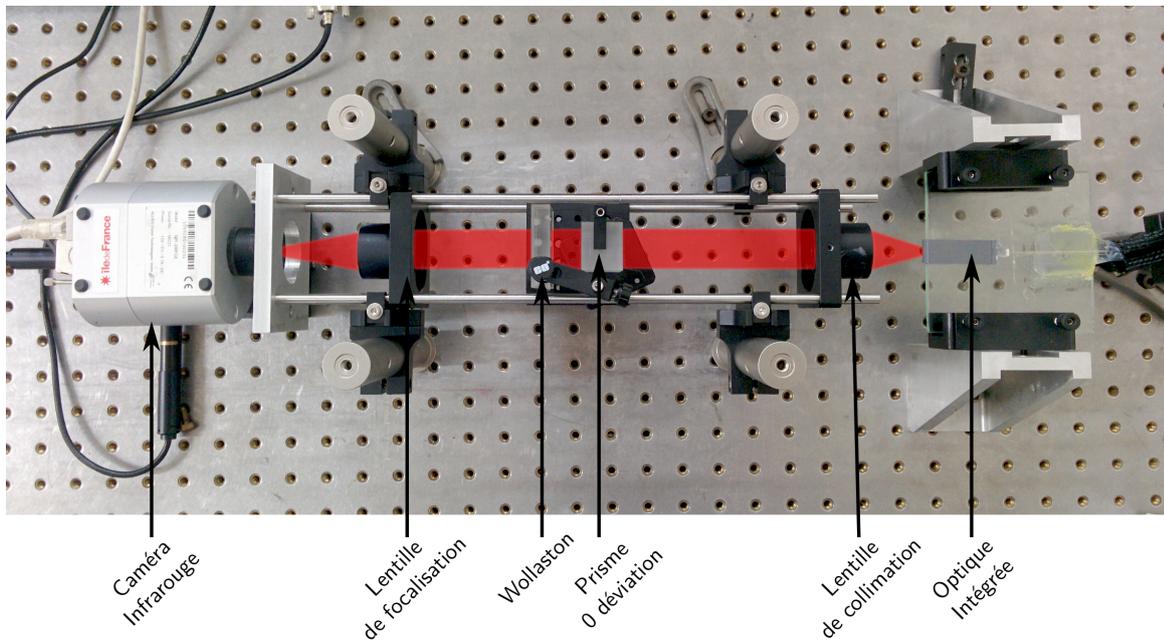


FIGURE 3.15 – Photographie en vue de dessus de la partie recombinaison. Le faisceau optique en rouge a été rajouté pour représenter le chemin optique.

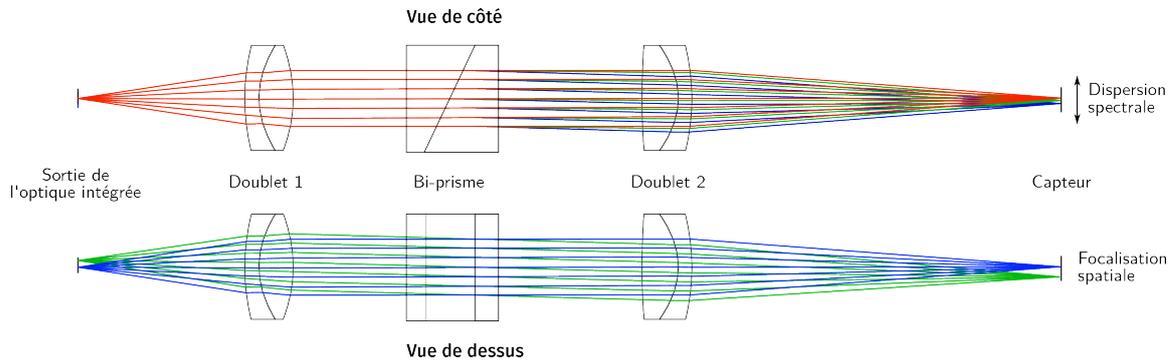


FIGURE 3.16 – Schéma optique post-optique intégrée : doublets achromatique et bi-prisme à déviation nulle

Caractéristique	valeur
Bande passante	$[1.45-1.8]\mu\text{m}$
Ouverture objet	0.15
Champ	$\pm 1.5\text{mm}$
Grandissement	$\times 2$
Ouverture image	F/6.7

	Doublet 1	Doublet 2
Type	Doublet collé	Doublet collé
Diamètre	$(30 \pm 0.1)\text{mm}$	$(30 \pm 0.1)\text{mm}$
Épaisseurs	$(4 \pm 0.1)\text{mm}$	$(10 \pm 0.1)\text{mm}$
	$(10 \pm 0.1)\text{mm}$	$(4 \pm 0.1)\text{mm}$
Focale	54.1mm	108.23mm
Courbures	$(56.30 \pm 0.05)\text{mm}$	$(480.3 \pm 0.05)\text{mm}$
	$(25.70 \pm 0.05)\text{mm}$	$(-24.3 \pm 0.05)\text{mm}$
	$(-38.94 \pm 0.05)\text{mm}$	$(-56.3 \pm 0.05)\text{mm}$
Matériaux	N-SF66	GFK68
	GFK68	BASF52
Déviaton d'un rayon passant par le centre	$< 30\text{arcsec}$	$< 30\text{arcsec}$
Traitement AR dans la bande $[1.45-1.8]\mu\text{m}$	$\tau > 98\%$	$\tau > 98\%$

TABLE 3.2 – Caractéristiques techniques des doublets achromatiques utilisés dans la partie recombinaison de l'instrument

	Prisme 1	Prisme 2
Type	Bi-prisme collé	
Matériaux	GFK68	N-KZFS2
Angles	$(1.0 \pm 0.1)^\circ$	$(25.8 \pm 0.1)^\circ$
Épaisseur au centre	$(12 \pm 0.1)\text{mm}$	$(12 \pm 0.1)\text{mm}$
Dimension	$(30 \times 30) \pm 0.1\text{mm}$	$(30 \times 30) \pm 0.1\text{mm}$
	$(25.8 \pm 0.1)^\circ$	$(-2.1 \pm 0.1)^\circ$
Traitement AR dans la bande $[1.45-1.8]\ \mu\text{m}$	$\tau > 98\%$	

TABLE 3.3 – Caractéristiques techniques du bi-prisme dans la partie recombinaison de l’instrument. L’utilisation de deux prismes possédant ces indices et géométries permet d’obtenir une déviation nulle à  $1.6\ \mu\text{m}$  et une séparation angulaire de  $6\ \mu\text{m}$  entre  $1.45$  et  $1.8\ \mu\text{m}$

performances médiocres en termes de rapidité. J’ai opté pour une refonte totale du système grâce à une interface graphique codée entièrement en Python et Qt. Cela me permettant une meilleure maintenance du logiciel, un ajout simplifié de nouvelles fonctionnalités, et une rapidité d’acquisition limité seulement par la vitesse de la caméra et non le logiciel de contrôle (comme cela était le cas pour le code LabView). Python possède de nombreux avantages tel que sa portabilité, sa facilité d’apprentissage et sa flexibilité d’utilisation. Il permet de s’adapter à de nombreux contextes de par l’existence de bibliothèques spécialisées : les modules. Il en existe un nombre gigantesque permettant autant d’utilisation possible. Un autre avantage de Python, et non des moindres, est l’existence d’une large communauté active dans le développement et l’aide apporté à l’utilisation de ces modules. Python est particulièrement répandu dans le domaine scientifique grâce aux nombreux modules de calcul numérique et de visualisation des données.

Module	Type d’interface	librairie python
Caméra infrarouge	Vimba SDK	pyVimba
Platines de translation de la source	APT Thorlabs	wrapper python/C
Actuateurs piézo-électriques	NIMax National Instrument	wrapper python/C
Source SLD	communication usb/série	pySerial
Contrôle du masque occultant	Phidgets SDK	Phidgets SDK
Gestion des fichiers FITS	python	astropy.io.fits
Affichage de graphique en temps réel	python	pyqtgraph

TABLE 3.4 – Modules et type d’interfaces utilisés dans contrôle du banc FIRST-IR. Pour chacun d’entre eux une solution logicielle ou un module python dédié a pu être trouvé pour effectuer la communication.

**Module d’imagerie :** la caméra utilisée est un modèle VDS Vosskühler NIR-300F fonctionnant dans le domaine du proche infrarouge allant de  $900$  à  $1700\ \text{nm}$  cf. Figure 3.17. Elle possède un capteur de type InGaAs avec une résolution de  $320 \times 256$  pixels (taille de pixel :  $30 \times 30\ \mu\text{m}$ ). Le module d’imagerie sert à la communication entre la caméra et le logiciel de contrôle pour permettre l’affichage des images. Lors du démarrage de l’interface,

le module initialise la caméra avec les paramètres nécessaires : la taille du capteur à utiliser ; l'encodage des valeurs d'intensité (Mono 12bits) ; le temps d'intégration des images. Puis la caméra est placée en mode « frame-grabbing » permettant d'envoyer un requête à intervalle régulier pour obtenir la dernière image en date.

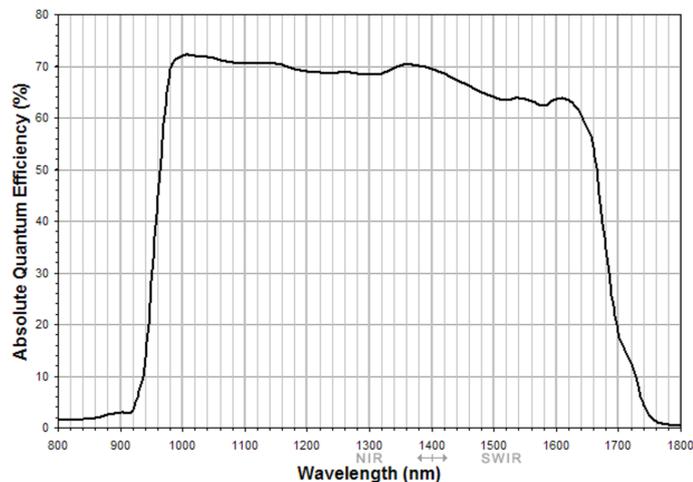


FIGURE 3.17 – Sensibilité spectrale de la caméra infrarouge VDS Vosskühler NIR-300F

**Module de la source :** La source utilisée est une source fibrée Thorlabs SLD S5FC1550P. Elle émet à 1550 nm et possède une largeur de bande de 90 nm. Le module permet le contrôle de la source lumineuse Thorlabs SLD grâce à une communication s'effectuant via le port série. Le module permet l'ajustement de l'intensité et de l'état de la diode.

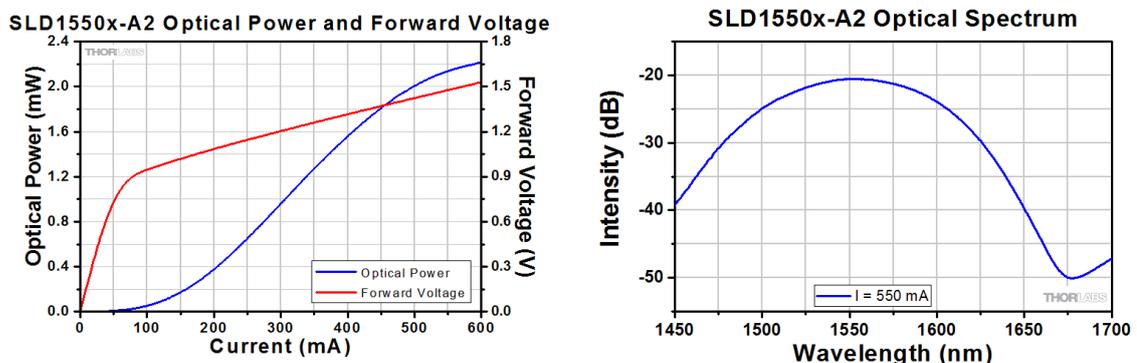


FIGURE 3.18 – Caractéristiques de la source Thorlabs SLD S5FC1550P. À gauche : Puissance optique en fonction du courant appliqué à la diode. À droite : spectre de la source

**Module de contrôle des platines de déplacements :** L'extrémité de la fibre de la source est montée sur une platine de translation trois axes  $xyz$  et une de rotation  $\theta$ . Le module en question permet la communication avec ces platines pour permettre un positionnement micrométrique de la source. Un scan selon les trois axes de translation peut être réalisé pour trouver la position de la source permettant l'injection optimale dans les différentes sous-pupilles.

**Module de contrôle du masque occultant :** ce module permet de commander les servo-moteurs du masque occultant. Ce dernier possède deux positions : On et Off. Lorsque placé en mode Off, le masque est rabattu en position horizontale, le long de la table optique et n'occulte pas la pupille. Lorsque placé en mode On, celui bascule en position verticale et masque la pupille de l'instrument selon la configuration voulue. On peut classer les configurations possibles sous deux catégories : soit l'ouverture de n'importe quelle sous-pupille seule, soit l'ouverture de n'importe quelle paire de sous-pupilles. L'ouverture d'une sous-pupille seule permet d'obtenir la photométrie sur cette voie. Tandis que l'ouverture par paire de sous-pupille permet d'obtenir les franges d'interférence sur la ligne de base en question. Nous reviendrons plus en détails dessus dans la section 4.3.2

**Module de contrôle des actuateurs piézo-électriques :** ce module permet le contrôle de la différence de marche de chacun des injecteurs. Le programme peut générer des tensions de 0 à 10 V. Deux types de signaux peuvent être émis : soit une tension continue, correspondant à une différence de marche fixe ; soit une modulation temporelle de la ddm. Les modulations disponibles sont sinusoïdale ; triangulaire ; ou en dent de scie. Les tensions de modulation sont ensuite acheminées à un amplificateur de tension ( $\times 10$  V) pour une utilisation correspondant aux tensions nominales des actuateurs. De fait, en appliquant ces modulations de tension aux bornes des actuateurs piézo-électrique, on module la différence de marche, ce qui a pour conséquence de faire défiler les franges d'interférence à la fréquence et l'amplitude voulue.

**Module de stockage des données :** ce module permet l'enregistrement des données au format FITS (Flexible Images Transfer Format). Il est possible au choix d'enregistrer un cliché seul du capteur de la caméra ou bien une séquence d'image. Lors de la réalisation d'une séquence, les images sont empilées dans un cube de données. Pour chaque image est adjoint un header contenant les paramètres relatifs au fonctionnement du banc à l'instant  $t$  de la capture. C'est le cas de la métrologie, de la position de la source ; son intensité ; l'état et la configuration du masque adaptatif ; etc. Un header typique est donné en Table 3.5. Le fichier FITS obtenu en sortie est de type Multiple Extension Cube.

**L'interface graphique :** L'ensemble de ces modules ont été implémentés au sein d'un code développé en python. Les différentes fonctions du code sont appelées via un système de « thread », permettant leur exécution en arrière-plan sans affecter les autres fonctions en cours ou à venir. Cela garantit que l'interface reste toujours réactive même dans le cas de fonction demandant des ressources conséquentes (e.g. La sauvegarde en FITS de grandes quantités de données).

L'interface a été créée avec le Framework Qt (prononcé officiellement en anglais *cute* (/kju :t/) mais couramment prononcé *Q.T.* (/ˈkju :ˈti :/) ) à l'aide de l'outil Qt Designer. Cet outil permet la création d'interface utilisateur graphique à la manière d'un « what-you-see-is-what-you-get » (WYSIWYG). Une vue d'ensemble de l'interface du programme pyFIRST-IR est donnée Figure 3.19. L'interface forme un tableau de bord regroupant l'ensemble des

Mot clé	Valeur	Définition
XTENSION =	'IMAGE '	/ Image extension
BITPIX =	-64	/ array data type
NAXIS =	2	/ number of array dimensions
NAXIS1 =	320	/ width of the array
NAXIS2 =	256	/ height of the array
PCOUNT =	0	/ number of parameters
GCOUNT =	1	/ number of groups
TIME =	1492509503.452	/ time since epoch 1970
XPOS =	7.15	/ position on the x axis stage
YPOS =	5.90	/ position on the y axis stage
ZPOS =	12.0	/ position on the z axis stage
TPOS =	0.0	/ angle on the rotation stage
INTENS =	36.0	/ intensity of the source (mA)
SHSTATE =	'True'	/ state of the shutter
SHCONF =	'[0, 0, 1, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0]'	/ configuration of the shutter
INJCONF =	'[2, 11, 8, 7]'	/ corresponding pupils & IO inputs
END		

TABLE 3.5 – Header type correspondant à une image du cube de données dans un fichier fits. Les paramètres concernant la configuration du banc tel que la position de la source, son intensité ou la configuration du masque occultant y sont ajouté pour faciliter la réduction des données a posteriori.

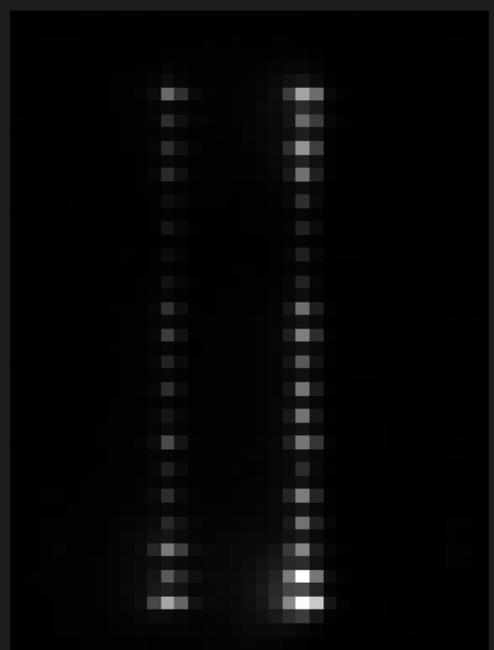
différents modules, permettant une visualisation et un accès direct aux fonctionnalités du programme à tout instant.

File Edit About

# pyFIRST: Graphical Interface For FIRST-IR

### Camera

fps: 11



### Source

Fring dah Laser:  Enabled

Intensity (mA): 71.00

Temperature (°C): 19.98

Source Intensity: 71



### Stages

Velocity: 1.70 Acceleration: 1.50

X position: 6.70000 Home X: 6.80

Y position: 5.30000 Home Y: 5.90

Z position: 0 Home Z: 10.00

θ position: 90.0000 Home θ: 90.00

Buttons: Scan, Reset Scan

Position indicators: X, Y, Z, θ

### Backup

Single frame: Save file image

Multi-frame: Stack frames, Reset cube

Sequence: Stack sequence, 100

Frame-count: 0 frames, Save fits cube

### 3827.0

Max Value: 3827.0

Exposure time: 9000 μs

Delay (ms): Dark, 10

Focus: 5.5000, 9.15

Strafe: 4.000, 4.082

Buttons: Stop, Clear, Apply mask, Home foc., Home str.

### Piezos

Signal: Sine wave

Piezo	Signal	Amplitude (V)	Frequency (Hz)	Action
Piezo 1	Sine wave	5.50 V	0.60 Hz	Start
Piezo 2	Constant current	0.00 V	0.10 Hz	Start
Piezo 3	Constant current	0.00 V	0.10 Hz	Start
Piezo 4	Constant current	0.00 V	0.10 Hz	Start

Min voltage limit: -1 V, Max voltage limit: 10 V

### Shutter

Shutter: Off

Home masks: Home all, Home 1, Home 2

Aligning masks: Set alignment

Pupil config., Injection config., Settings prefs

### Fringes

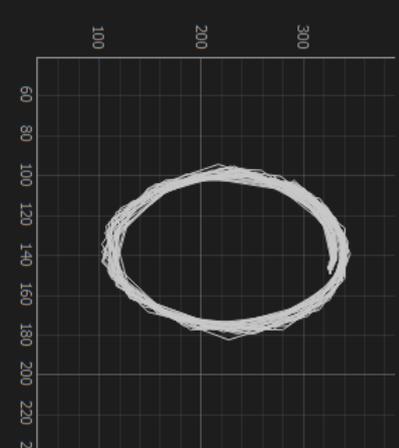
Find outputs, Output detection

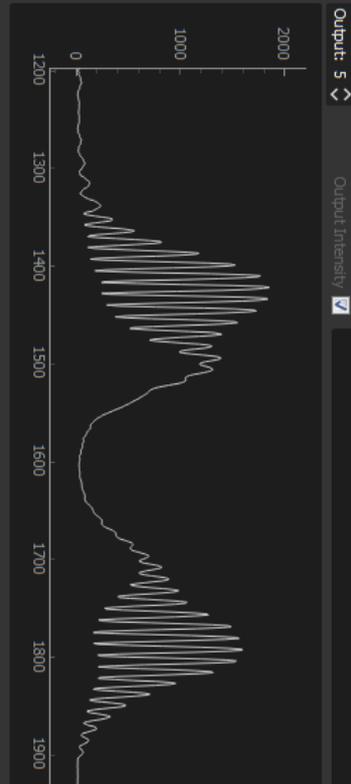
pol: 0, spectral ch.: 13, x output: 7, y output: 6

Output: 5, Output Intensity



Ellipse Plot





The graph shows a series of oscillations between 1200 nm and 1900 nm, with a prominent peak around 1700 nm. The y-axis ranges from 0 to 2000.

FIGURE 3.19 – Capture d'écran du logiciel de contrôle pyFIRST-IR

---

# MÉTHODE D'ANALYSE DES DONNÉES DE L'INSTRUMENT FIRST-IR

# 4

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Extraction des données</b> . . . . .	<b>70</b>
<b>4.2</b>	<b>Étalonnage de l'instrument</b> . . . . .	<b>71</b>
4.2.1	Polarisation . . . . .	71
4.2.2	Transmission de l'instrument . . . . .	71
<b>4.3</b>	<b>Caractérisation de la V2PM</b> . . . . .	<b>72</b>
4.3.1	Fonction de transfert et V2PM . . . . .	72
4.3.2	Détermination de la V2PM . . . . .	76
<b>4.4</b>	<b>Récupération des visibilités complexes</b> . . . . .	<b>87</b>
<b>4.5</b>	<b>Interférométrie annulante avec l'instrument FIRST-IR</b> . . . . .	<b>88</b>
4.5.1	Conclusions . . . . .	91

---

## 4.1 Extraction des données

Dans cette section je traite la façon dont je manipule les images issues de la caméra afin d'en extraire les informations utiles issue de notre instrument. Le capteur de la caméra NIR-300 fait  $320 \times 256$  px, néanmoins, nous n'utilisons qu'une petite portion du capteur pour imager la sortie de l'optique intégrée, comme illustré Figure 4.1. La région d'intérêt mesure 40 par 17 pixels, à raison d'une sortie tous les 2 pixels en largeur, et deux fois 7 canaux spectraux séparés de 3 pixels en hauteur pour les deux polarisations.

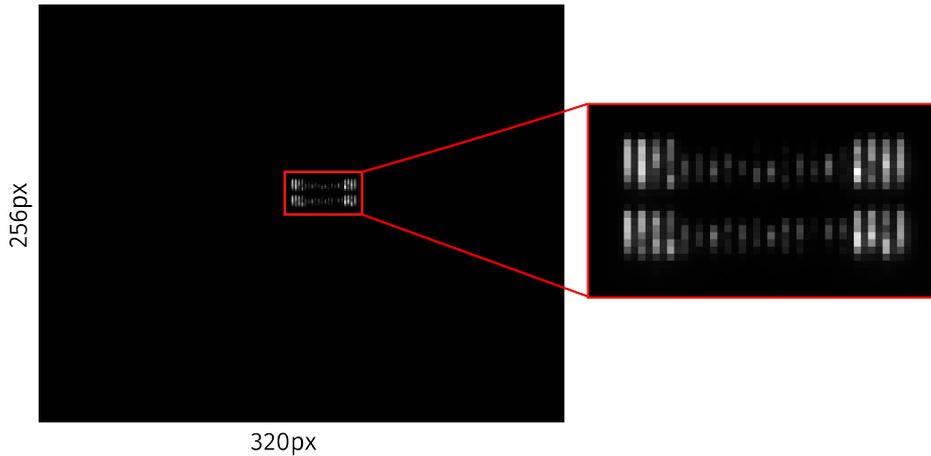


FIGURE 4.1 – Image brute obtenue avec la caméra l'instrument FIRST-IR. La région d'intérêt contenant les données interférométriques est entourée en rouge.

De sorte à automatiser l'extraction des données de cette région, j'ai implémenté une recherche de motif basé sur une auto-corrélation 2D. Le motif d'imagerie des sorties étant toujours le même, à savoir 20 sorties par 2 canaux spectraux dispersé chacun sur 7 pixels, il est possible de créer un masque équivalent en taille, et rechercher sur l'image le maximum de corrélation avec ce masque. Cela nous donne sa position dans l'image et par conséquent déduire la position de chacun des canaux. Ainsi, il est possible d'extraire seulement les valeurs des pixels d'intérêts des images acquises.

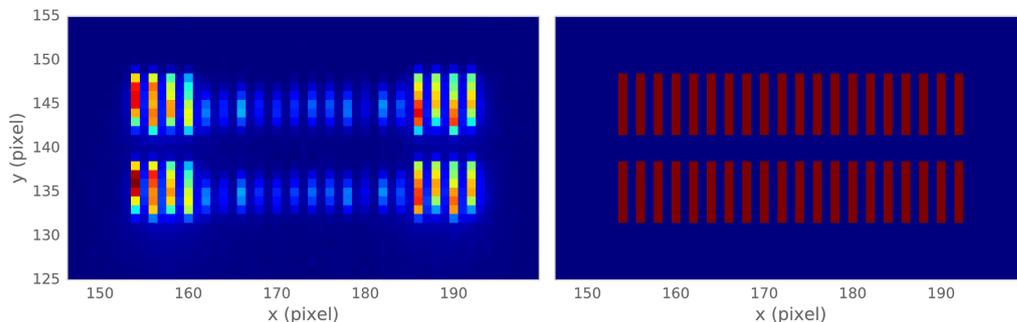


FIGURE 4.2 – À gauche : image de référence de la caméra utilisée pour la détection des canaux. À droite : masque d'extraction obtenu à partir de l'image de référence

Les données extraites sont alors réarrangées dans une matrice de  $2 \times 7 \times 20 \times nbImages$  pour pouvoir être traitées. L'association de cet arrangement avec les informations stockées dans le header FITS permet un accès aisé à un grand nombre d'informations en parallèle.

## 4.2 Étalonnage de l'instrument

L'étalonnage que j'ai réalisé du banc de test FIRST-IR recoupe toutes les mesures effectuée dans le but d'obtenir un instrument opérationnel et aisément utilisable. Il est important d'avoir une bonne connaissance de l'instrument et de ses caractéristiques pour mettre à l'essai de nouveaux concepts, comme c'est ici le cas avec la démonstration de la clôture de phase sur une optique de recombinaison de type nuller.

### 4.2.1 Polarisation

Comme spécifié précédemment, l'instrument FIRST-IR possède la capacité d'obtenir une information sur la polarisation de la lumière observée. Cela est réalisé grâce à l'optique fibrée dont la géométrie des guides ainsi que les fibres optiques sont à maintien de polarisation. Le prisme Wollaston permet séparer la polarisation en deux composantes linéaires et perpendiculaires observables sur le détecteur.

La source laser SLD est partiellement polarisée, ce qui nous permet de l'observer avec l'instrument. Pour réaliser cette mesure, la fibre source est mise en rotation sur  $360^\circ$  tout en acquérant les images. Le flux normalisé sur chacun des deux canaux de polarisation est ensuite tracé en fonction de l'orientation de la source. Le résultat est visible sur la Figure 4.3. On peut noter le bon équilibrage de la transmission entre les deux canaux de polarisation.

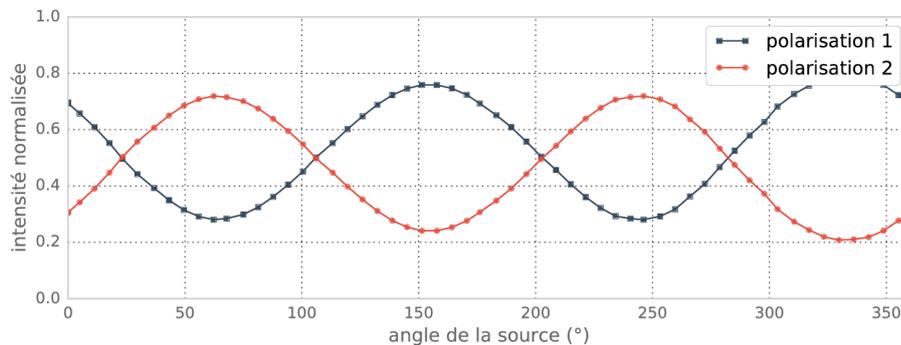


FIGURE 4.3 – Intensité normalisée en sortie des deux polarisations en fonction de l'angle de rotation de la source.

### 4.2.2 Transmission de l'instrument

À l'aide des deux sources SLD et Supercontinuum, respectivement bande étroite et large bande, il est possible de connaître la transmission de l'instrument en fonction de la longueur d'onde. Les transmissions sont mesurées sur les deux canaux photométriques positionnés, en sortie, aux extrémités (canaux 1 et 20). La transmission selon les deux sources est montrée Figure 4.4

Sur la Figure 4.5 est tracée l'intensité en sortie des voies A et C des trois tricoupleurs en fonction de la longueur d'onde. On remarque que les tricoupleurs sont fortement chromatique. Leur comportement en transmission varie selon la longueur d'onde de la lumière

incidente. Le croisement des deux courbes nous indique la longueur d'onde à laquelle les flux en sorties sont égaux, ils sont idéalement équilibrés à  $\sim 1.59 \pm 0.4 \mu\text{m}$

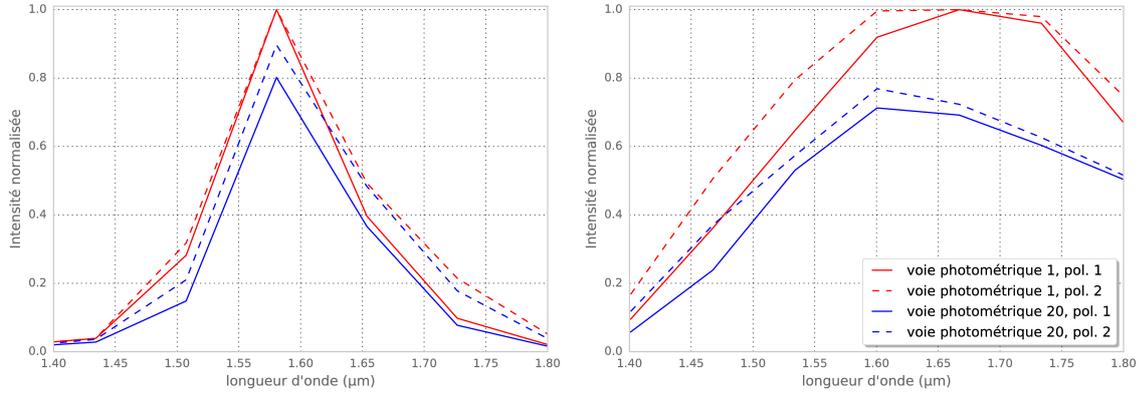


FIGURE 4.4 – Transmission de l'instrument en fonction de la longueur d'onde. À gauche : utilisation d'une source SLD à bande étroite. À droite : utilisation d'une source Super Continuum à large bande.

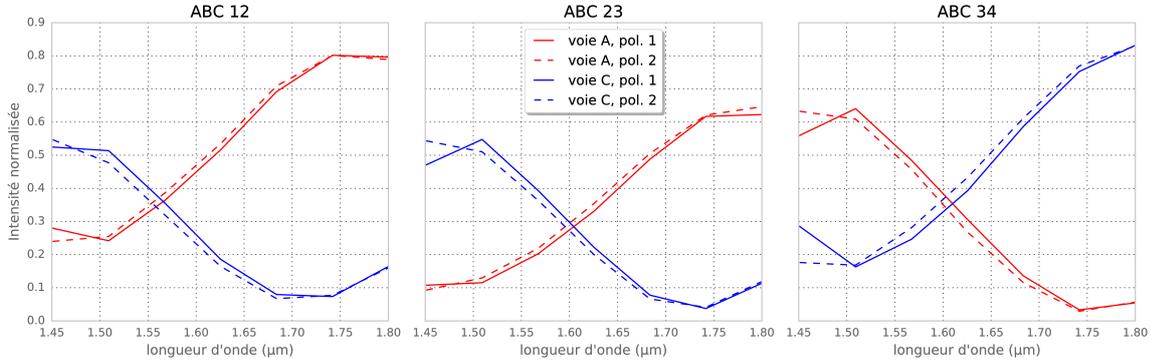


FIGURE 4.5 – Équilibrage des sorties A et C des tricoupleurs en fonction de la longueur d'onde. Obtenue à l'aide d'une source large bande Super Continuum.

## 4.3 Caractérisation de la V2PM

### 4.3.1 Fonction de transfert et V2PM

On peut considérer l'optique intégrée comme une boîte noire possédant  $n$  entrées et  $k$  sorties, caractériser l'optique revient à déterminer sa fonction de transfert. Dans le but, connaissant le signal en sortie de l'OI, de remonter aux paramètres d'entrées (Lacour et al. 2008). Le schéma de la figure 4.6 résume ce principe.

le champ électrique en sortie  $S^k$  est relié à  $E_n$  via la fonction de transfert  $T_n^k$ . Or notre observable n'est pas  $S^k$  mais l'intensité en sortie de l'optique intégrée, soit  $|S^k|^2$  :

$$|S^k|^2 = \left| \sum_n T_n^k E_n \right|^2 \quad (4.1)$$

$$= \text{Re} \left[ \sum_n |T_n^k E_n|^2 + 2 \sum_n \sum_{m>n} T_n^k T_m^{k*} E_n E_m \right] \quad (4.2)$$

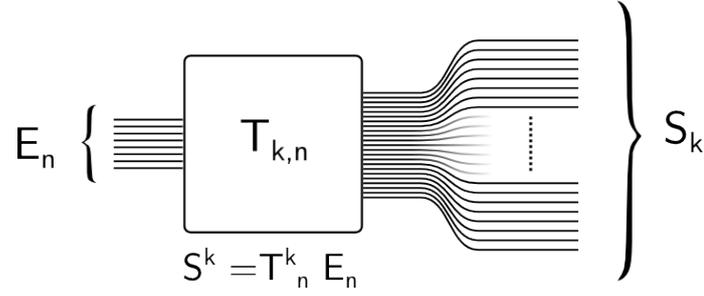


FIGURE 4.6 – Schématisation de la fonction de transfert d'une optique intégrée. L'indice  $n$  correspond aux entrées, et le  $k$  aux sorties.  $E_n$  et  $S^k$  sont respectivement les champs électriques complexes en entrée et en sortie

Par ailleurs l'équation ci-dessus considère un faisceau parfaitement cohérent et ne prend donc pas en compte la perte de contraste due par exemple à la polarisation. Pour rendre compte de cela on introduit deux nouveaux termes :

- $\mathcal{V}_{n,m}$  : correspond à la cohérence du champ électrique entrant, c'est la visibilité de notre objet astrophysique
- $C_{n,m}^k$  : correspond au niveau avec lequel notre instrument préserve la cohérence de la lumière, c'est la cohérence complexe instrumentale

Dans le cas d'un objet ponctuel *i.e.* non résolu on a  $\mathcal{V}_{n,m} = 1$ , et dans le cas d'un instrument idéal la perte de cohérence serait nulle donc  $C_{n,m}^k = 1$

$$|S^k|^2 = \text{Re} \left[ \sum_n |T_n^k E_n|^2 + 2 \sum_n \sum_{m>n} T_n^k T_m^{k*} C_{n,m}^k E_n E_m^* \mathcal{V}_{n,m} \right] \quad (4.3)$$

On remarque que l'on retrouve bien le même formalisme que décrit dans la section 1.3.4 avec  $\mathcal{V}_{n,m}$  le terme de cohérence entre du champ E entre les voies n et m. tel que  $\mathcal{V}_{n,m} = \cos(\phi_1 - \phi_2)$

Cette équation peut être réécrite de façon matricielle :

$$\begin{pmatrix} |S^1|^2 \\ \vdots \\ |S^K|^2 \end{pmatrix} = \text{Re} \left[ V2PM \cdot \begin{pmatrix} |E_1|^2 \\ \vdots \\ |E_N|^2 \\ E_1 E_2^* \mathcal{V}_{1,2} \\ \vdots \\ E_{N-1} E_N^* \mathcal{V}_{N-1,N} \end{pmatrix} \right] \quad (4.4)$$

Où  $N$  est le nombre total de d'entrées, et  $K$  le nombre de sorties. La  $V2PM$  est une matrice qui s'exprime sous la forme suivantes :

$$V2PM = \begin{pmatrix} |T_1^1|^2 & \cdots & |T_N^1|^2 & 2T_1^1 T_2^{1*} C_{1,2}^1 & \cdots & 2T_{N-1}^1 T_N^{1*} C_{N-1,N}^1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ |T_1^K|^2 & \cdots & |T_N^K|^2 & 2T_1^K T_2^{K*} C_{1,2}^K & \cdots & 2T_{N-1}^K T_N^{K*} C_{N-1,N}^K \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Le terme V2PM est hérité de précédentes expériences d'interférométrie multi-axiales (Tatulli et LeBouquin 2006) et signifie "Visibilities to Pixels Matrix".

De façon plus générale caractériser l'optique intégrée revient à déterminer la V2PM du composant. Il est possible de formuler la V2PM sous plusieurs formes selon les quantités physiques auxquelles nous souhaitons remonter. Dans le cadre du nuller, une première façon de faire et la plus intuitive est d'écrire la matrice de passage  $V2PM_a$ , liant l'intensité avec chacun des termes de cohérence  $C_{nm}$  correspondant à chaque ligne de base. Toutefois il est aussi possible de la formuler sous sa forme  $V2PM_b$ , qui lie cette fois l'intensité à une partie des termes de cohérences « simples »  $C_{nm}$  mais aussi des termes « combinés »  $C_{ij-kl}$ . Ces termes « combinés » sont les termes de cohérence obtenus sur les trois lignes de base des nulls

$$\begin{pmatrix} |S^1|^2 \\ \vdots \\ |S^K|^2 \end{pmatrix} = \text{Re} \left[ V2PM_a \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ |G_3|^2 \langle |E_3|^2 \rangle \\ |G_4|^2 \langle |E_4|^2 \rangle \\ C_{12} \\ C_{13} \\ C_{14} \\ C_{23} \\ C_{24} \\ C_{34} \end{pmatrix} \right] \quad (4.6)$$

$$\begin{pmatrix} |S^1|^2 \\ \vdots \\ |S^K|^2 \end{pmatrix} = \text{Re} \left[ V2PM_b \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ |G_3|^2 \langle |E_3|^2 \rangle \\ |G_4|^2 \langle |E_4|^2 \rangle \\ C_{12} \\ C_{23} \\ C_{34} \\ C_{12-23} \\ C_{23-34} \\ C_{12-34} \end{pmatrix} \right] \quad (4.7)$$



$$V2PMb = \begin{pmatrix}
\frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 \\
\frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 \\
0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24} \\
0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} \\
0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} \\
0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} \\
0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0
\end{pmatrix} \quad (4.9)$$

### 4.3.2 Détermination de la V2PM

Lors de cette phase, le but est de déterminer chacun des termes de cette matrice afin de la reconstruire. Cela se fait selon les étapes suivantes :

- détermination de la photométrie :
  - illumination successive des sous-pupilles
  - mesure de l'intensité en sortie de l'OI
  - normalisation par entrée

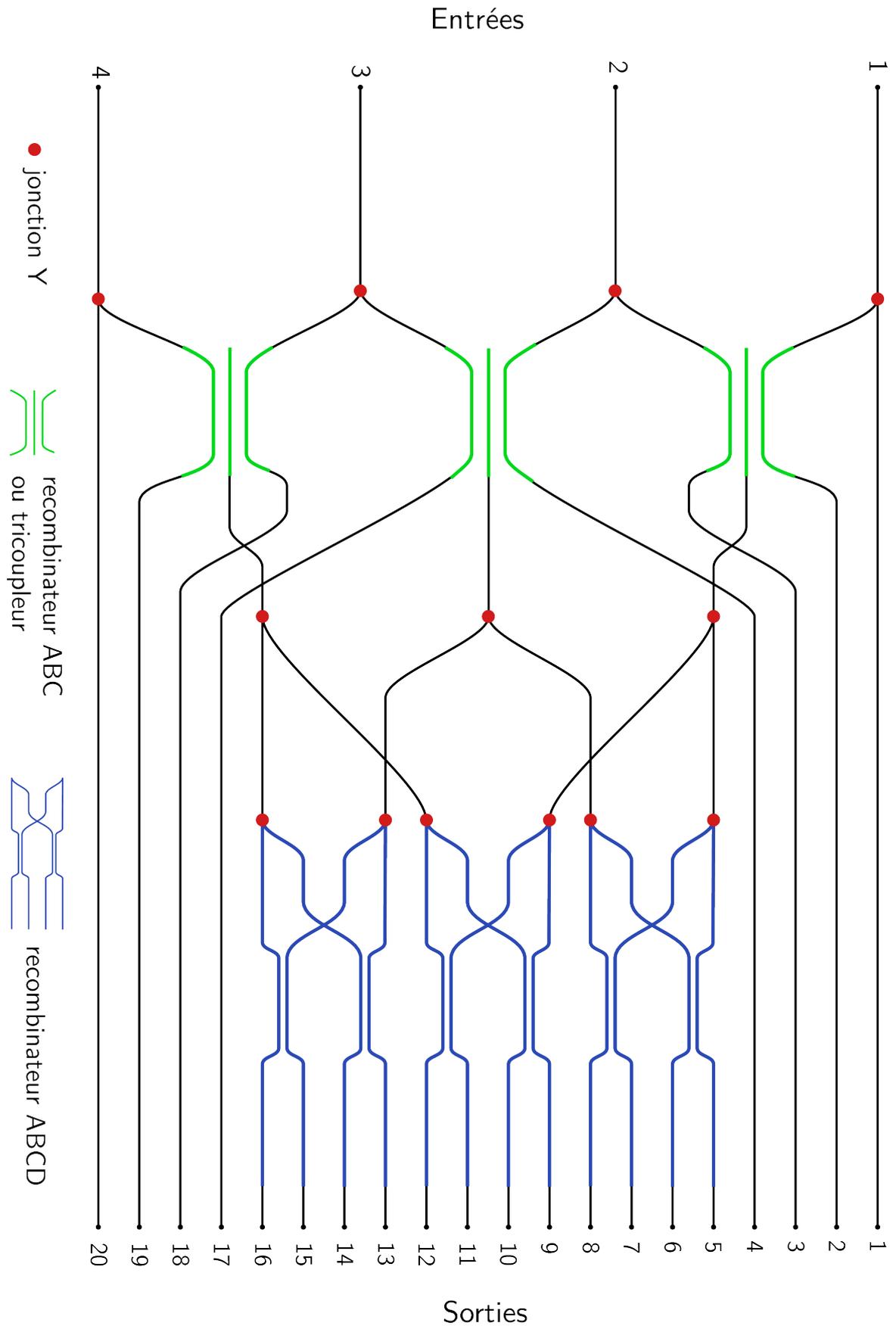


FIGURE 4.7 – Schéma détaillé de l’optique de recombinaison nuller

- détermination des déphaseurs :
  - obtention des franges pour chaque ligne de base
  - détermination de la phase par la méthode de l'ellipse
  - ajustement des franges

#### 4.3.2.1 Photométrie

Cette section concerne la détermination de la partie photométrique de la V2PM, i.e. les valeurs des quatre premières colonnes de la matrice V2PM. Cette partie traduit la répartition du flux lumineux au sein des guides de l'OI, on appelle également cela l'équilibrage des voies. Prenons l'exemple d'une jonction Y idéale, la théorie nous dit que si l'on injecte du flux en entrée, nous devrions obtenir 50% du flux sur chacune des deux sorties. Toutefois, le procédé de fabrication des optiques intégrées n'est pas exempt de défauts dans la structure des guides. Ces défauts sont le plus souvent des dissymétries dans la géométrie des guides ou bien des impuretés, cela provoque des pertes et se traduit par un dés-équilibrage dans les flux en sortie. En moyenne, les jonctions Y séparent un flux entrant en deux flux d'intensité réduite de moitié, soit :  $1 \rightarrow \frac{1}{2}/\frac{1}{2}$ ; les tricoupleurs  $1 \rightarrow \frac{1}{3}/\frac{1}{3}/\frac{1}{3}$ ; et les coupleurs ABCD  $1 \rightarrow \frac{1}{4}/\frac{1}{4}/\frac{1}{4}/\frac{1}{4}$ . Connaissant l'architecture de l'optique intégrée (cf. Figure 4.7), il est possible de formuler la photométrie que l'on obtiendrait dans le cas idéal. Ces valeurs sont celles reportées dans quatre premières colonnes des deux formulations 4.8 et 4.9.

Le mode opératoire pour déterminer la photométrie réelle de l'optique intégrée est le suivant : On injecte la lumière successivement dans chacune des sous-pupilles et l'on récupère les flux en sortie de l'optique intégrée. Par exemple, pour obtenir les valeurs de la colonne 1 de la V2PM, on injecte du flux uniquement dans la sous-pupille 1. Dans l'Équation 4.6 cela revient à avoir  $E_1 \neq 0$  et  $E_{j \neq 1} = 0$ , cela implique également que tous les termes de cohérence  $C_{n,m}$  sont nuls (absence de franges d'interférence, car l'architecture de l'OI en question ne recombine en aucun endroit le flux d'une entrée avec elle-même). En sortie de l'OI, on obtient alors les flux  $|S^k|^2$  relatifs à la voie 1. Ces flux sont ensuite normalisés et sont utilisés comme valeurs pour la première colonne. L'opération est répétée successivement avec les voies 2, 3 et 4 pour obtenir les coefficients de leur colonne respective. La Figure 4.8 présente la photométrie idéale du composant si il était parfaitement équilibré, ainsi que la photométrie expérimentale obtenue sur le banc.

#### 4.3.2.2 Déphaseurs

Nous avons vu dans la Section 3.2.2.1 que les recombineurs ABC et ABCD sont caractérisés par les phases auxquelles sont échantillonnées les franges. Le but de cette étape est de connaître les termes complexes qui s'y rapportent. Le mode opératoire pour obtenir la mesure de ces déphaseurs est d'injecter la lumière dans une paire de sous-pupilles à la fois. On obtient alors en sortie l'intensité des franges d'interférence associées à cette base.

Au préalable, on ajuste la différence de marche (DDM) des injecteurs de façon à cophaser les faisceaux sur les différents bras de l'interféromètre, c'est-à-dire se placer à différence de marche nulle entre chaque voie. On procède dans un premier temps à la recherche des franges en prenant la voie 1 comme référence :

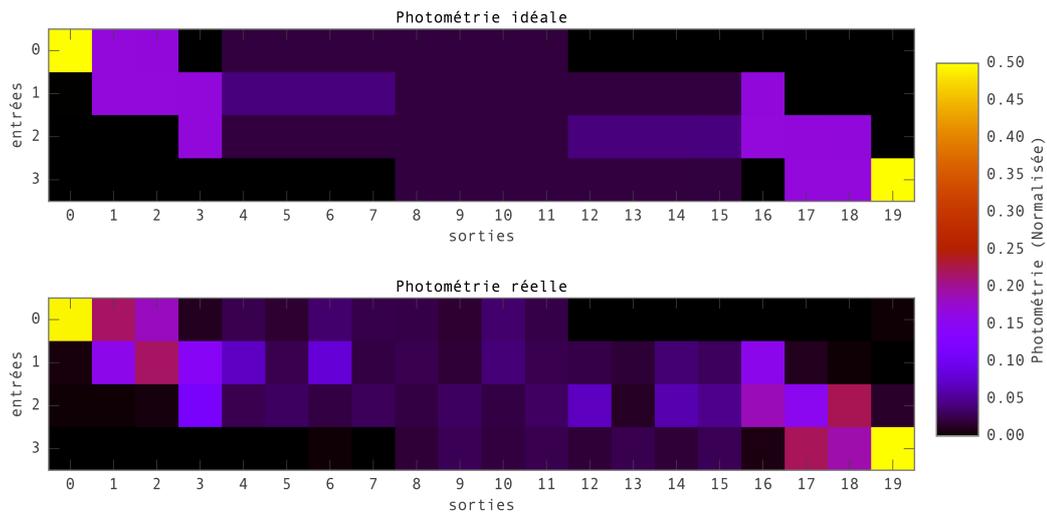


FIGURE 4.8 – Comparaison de la photométrie idéale (en haut) avec la photométrie expérimentale mesurée sur la polarisation et le canal spectral possédant le maximum de flux (en bas). Les données sont affichées en fausses couleurs pour permettre une meilleure lisibilité.

- ouverture des voies 1 et 2
- recherche des franges en balayant la DDM sur la voie 2
- ouverture des voies 1 et 3
- recherche des franges en balayant la DDM sur la voie 3
- ouverture des voies 1 et 4
- recherche des franges en balayant la DDM sur la voie 4

À ce stade, les différentes voies de l'interféromètre sont proches de la DDM nulle comparée à la voie 1. On affine alors ces réglages pour s'approcher au maximum de la différence de marche nulle entre toutes les voies. Pour cela j'utilise le retard de groupe pour identifier la DDM nulle, il se matérialise par le maximum de l'enveloppe de cohérence des franges. Pour cela, on procède par itération sur chacune des bases.

La différence de marche est ensuite modulée grâce aux actionneurs piézo-électriques sur l'une des deux voies ouvertes. Cela a pour conséquence de faire défiler les franges d'interférences à une vitesse liée à la modulation. On peut voir cet effet sur la Figure 4.9, où est représenté l'intensité des vingt sorties de l'optique intégrée en fonction du temps. La Figure 4.10 montre les franges d'interférences en sortie de l'ABCD 12-34 en fonction du temps.

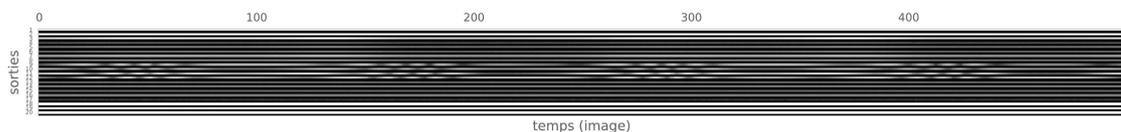


FIGURE 4.9 – Défilement des franges d'interférence lors d'une modulation de différence de marche sinusoïdale. Cette image montre les intensités des vingt sorties en fonction du temps.

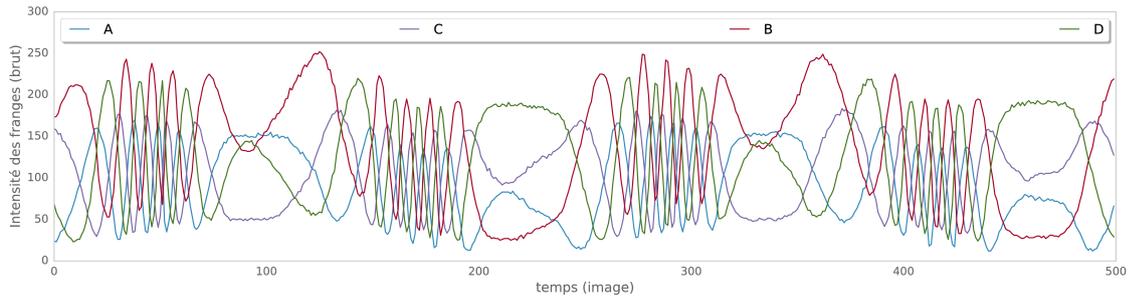


FIGURE 4.10 – Franges d'interférence brutes en sortie de l'ABCD 12-34 lors d'une modulation de différence de marche sinusoïdale en fonction du temps

Entrées	Sorties	Recombineur
1, 2	2, 3	ABC 12
1, 3	5, 6, 7, 8	ABCD 12-23
1, 4	9, 10, 11, 12	ABCD 12-34
2, 3	4, 17	ABC 23
2, 4	13, 14, 15, 16	ABCD 23-34
3, 4	18, 19	ABC 34

TABLE 4.1 – Sorties permettant la mesure des déphasages de chaque recombineur selon la paire de sous-pupilles utilisée.

#### 4.3.2.3 Détermination de la phase par la méthode de l'ellipse :

Dans le cas des recombineur ABCD idéal, les franges sont échantillonnées à  $90^\circ$ . En présence de franges modulées temporellement, tracer l'intensité de voie A en fonction de la voie B ou C en fonction de D peut se ramener à l'étude des courbes de Lissajous. Elles sont décrites par les équations paramétriques suivantes :

$$x(t) = A \cos(\omega_x t - \delta_x) \quad (4.10)$$

$$y(t) = B \cos(\omega_y t - \delta_y) \quad (4.11)$$

Que l'on trouve également sous la forme :

$$x(t) = a \sin(\omega t + \delta) \quad (4.12)$$

$$y(t) = b \sin(t) \quad (4.13)$$

Le facteur  $a/b$  détermine l'étirement de l'ellipse et le paramètre  $\delta$  son orientation. Dans le cas où  $a = b$ ,  $\omega = 1$  et  $\delta = \pi/2$  (courbe circulaire) la récupération de la phase se fait en prenant l'argument de chaque point sur la courbe.

Dans notre cas, nous traçons l'intensité issue de deux sorties d'un recombineur, l'une en fonction de l'autre. Pour cela, prenons l'exemple d'un simple recombineur ABCD (cf. Figure 4.11) possédant deux entrées  $I_1$  et  $I_2$  et quatre sorties  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  et  $S_4$

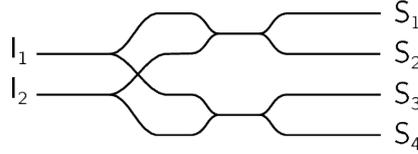


FIGURE 4.11

Exprimé sous l'a forme d'une V2PM, les intensités en sortie sont :

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{pmatrix} = \text{Re} \left[ V2PM_{min} \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ C_{12} \end{pmatrix} \right] \quad \text{avec} \quad V2PM_{min} = \begin{pmatrix} k_1 & l_1 & \frac{1}{4} \\ k_2 & l_2 & \frac{1}{4}e^{i\pi} \\ k_3 & l_3 & \frac{1}{4}e^{i\pi/2} \\ k_4 & l_4 & \frac{1}{4}e^{i3\pi/2} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

L'intensité en sortie d'un coupleur est en théorie égale à :

$$S_j = k_j I_1 + l_j I_2 + 2\sqrt{k_j I_1 \cdot l_j I_2} \cos(\omega t + \phi_i) \quad (4.15)$$

avec  $I_i$  est l'intensité de l'entrée  $i$ ,  $k_j$  et  $l_j$  les transmissions associées,  $\omega$  est lié à la longueur d'onde, et  $\phi_i$  le déphasage entre les deux ondes.

Sur un ABCD idéal, les franges sont respectivement échantillonnées à  $0^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $90^\circ$ , et  $270^\circ$  de déphasage. Donc tracer deux sorties l'une en fonction de l'autre donne une ellipse centrée en  $k_1 I_1 + k_2 I_2$ . Le facteur  $k_1 I_1 / k_2 I_2$  entraîne un étirement de l'ellipse, et le déphasage relatif entre deux sorties modifie son orientation.

En ajustant un modèle d'ellipse sur ces données, il est possible de déterminer les paramètres de recentrage et de circularisation. Cela nous permet alors d'extraire précisément les variations de phase due à la modulation de la différence de marche. Le déphasage et la différence de marche optique sont lié selon l'équation  $\Delta l = \frac{\lambda \Delta \phi}{2\pi}$ . On peut ainsi remonter à la modulation effective appliquée via les actuateurs piézo-électriques avec une grande précision. Un exemple de restauration de la modulation de phase est donné Figure 4.13

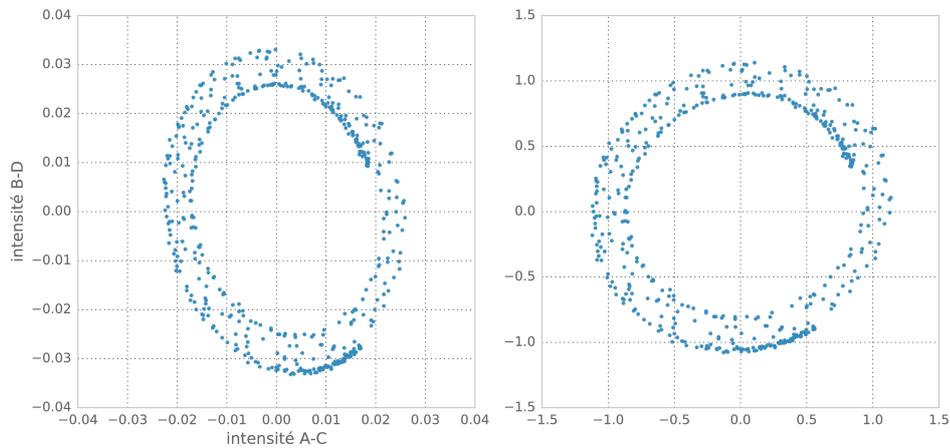


FIGURE 4.12 – Détermination de la phase par la méthode de l'ellipse. À gauche : le flux A-C tracé en fonction du flux B-D forme une ellipse. À droite : les flux circularisés et centrés par ajustement.

Dans le cas des recombinateur ABC, les franges sont cette fois échantillonnées à  $120^\circ$ , mais le principe de détermination de la modulation de phase reste la même que pour le recombinateur ABCD. Toutefois, nous n'avons pas directement accès au flux de la voie centrale B des tricoupleurs, puisqu'elle est utilisée pour être recombinaée par la suite. La récupération de la phase est réalisée par la méthode de l'ellipse en traçant cette fois l'intensité de la voie A en fonction de celle de la voie C.

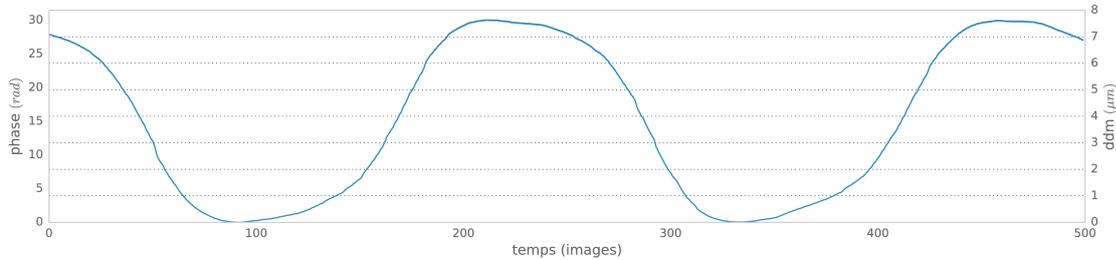


FIGURE 4.13 – Phase effective récupérée à partir des franges d'interférence à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu m$ . Les deux axes verticaux donnent respectivement les valeurs en terme de phase et en terme de différence de marche optique

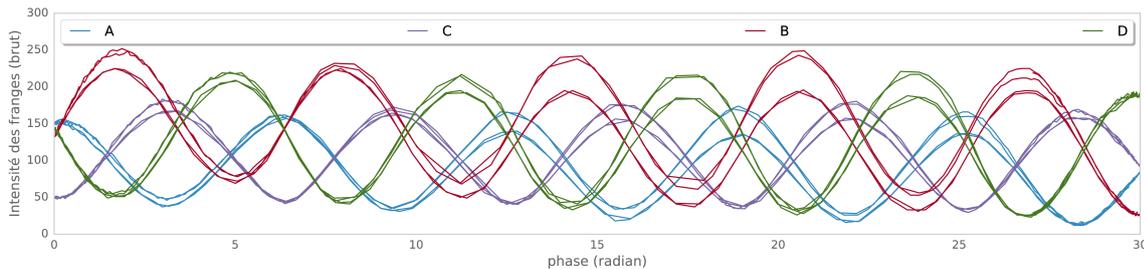


FIGURE 4.14 – Franges d'interférence brutes en fonction de la phase. On note que les franges ne sont pas parfaitement superposées lors de la modulation, cela est dû à une variation de l'injection dans la fibre de l'injecteur qui effectue la modulation.

#### 4.3.2.4 Ajustement des franges d'interférence :

Une fois la modulation de phase déterminée avec la méthode de l'ellipse, on peut démoduler ces franges en les traçant selon la phase obtenue (ou la différence de marche). On retrouve alors des franges d'interférences classiques, de forme sinusoïdale. Les franges obtenues sur l'ABCD 12-34 sont tracées Figure 4.14

Remonter aux déphaseurs entre les différentes sorties consiste à ajuster des fonctions sinusoïdales sur les franges obtenues en sortie de l'optique intégrée. Une fonction sinusoïdale de la forme  $x(t) = A \sin(t + \phi) + c$  peut s'écrire sous la forme d'une sommation d'un cosinus, d'un sinus et d'une constante, soit :  $a \cos t + b \sin t + c$

$$x(t) = A \sin(t + \phi) + c = a \cos t + b \sin t + c \quad \begin{cases} A = \sqrt{a^2 + b^2} \\ \phi = \arctan(\frac{b}{a}) \\ c \end{cases} \quad (4.16)$$

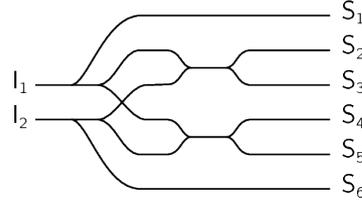


FIGURE 4.15 – Schéma d'une optique intégrée simplifiée pour la compréhension de la correction photométrique. l'OI possède 2 entrées et 6 sorties. La sortie 1 et 6 sont les voies photométriques des entrées respectives 1 et 2

Ainsi la détermination des déphaseurs  $\phi$  revient à résoudre le système linéaire d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ \cos(\varphi) \\ \vdots \\ \sin(\varphi) \\ \vdots \\ 1 \\ \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 & \cdots & a_K \\ b_1 & \cdots & b_K \\ c_1 & \cdots & c_K \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vdots & \cdots & \vdots \\ |S^1|^2(\varphi) & \cdots & |S^K|^2(\varphi) \\ \vdots & \cdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

#### 4.3.2.5 Correction photométrique

Il faut noter que des biais sont présents et peuvent altérer la précision sur la mesure de la  $V2PM$  :

- flux non parfaitement équilibrés entre les différentes entrées
- variations de l'injection lors des phases de modulation
- bruit de détecteur qui peut être important sur les sorties dont le flux est faible.

Ces biais vont avoir un effet sur la précision de l'ajustement des franges. Il est néanmoins possible de corriger les variations dynamiques de l'injection en utilisant certaines sorties comme voies photométriques de références.

Pour comprendre la correction photométrique et l'appliquer à notre système, ramenons nous à un cas simplifié : une optique intégrée à deux entrées, 2 sorties photométriques de référence (1 et 6) et 4 sorties de recombinaison (2,3,4 et 5). Le schéma de recombinaison est illustré Figure 4.15.

La  $V2PM$  associée s'écrit :

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix} = \text{Re} \left[ V2PM_{min} \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ C_{12} \end{pmatrix} \right] \quad \text{avec} \quad V2PM_{min} = \begin{pmatrix} k_1 & l_1 & 0 \\ k_2 & l_2 & \frac{1}{4} \\ k_3 & l_3 & \frac{1}{4}e^{i\pi} \\ k_4 & l_4 & \frac{1}{4}e^{i\pi/2} \\ k_5 & l_5 & \frac{1}{4}e^{i3\pi/2} \\ k_6 & l_6 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Si une variation de l'injection a lieu sur la voie 1 ou 2, ou les deux, celles-ci peuvent être observé directement via les sorties de référence respective 1 et 6.

En reprenant le formalisme de la V2PM, les flux en sortie du recombineur peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$S_i = k_i I_1 + l_i I_2 + 2\sqrt{k_i I_1 l_i I_2} \cos(\omega t + \phi_i) \quad (4.19)$$

avec  $k_i$  et  $l_i$  les transmissions associées à la sortie  $i$ . Ces transmissions sont obtenues avec la détermination de la photométrie

Dans ce schéma, la détermination des intensités  $I_1$  et  $I_2$  se fait à l'aide des sorties de référence :  $I_1 = \frac{S_1}{k_1}$  et  $I_2 = \frac{S_6}{l_2}$

La correction photométrique s'effectue en calculant :

$$\cos(\omega t + \phi_i) = \frac{S_i - k_i I_1 - l_i I_2}{2\sqrt{k_i I_1 l_i I_2}} \quad (4.20)$$

Du fait de l'architecture complexe de notre optique intégrée, il n'y a que deux voies photométriques dédiées pour les entrées 1 et 4. Il est toutefois possible de déduire la photométrie pour les voies 2 et 3 en utilisant les sorties non-recombinées comme référence. la Table 4.2 indique les correspondances entre entrées et voies photométriques associées. Prenons par exemple du flux dans les voies 2 et 3, cela signifie que les sorties 3 et 18 peuvent servir de référence photométrique car elles ne sont pas issue d'une recombinaison avec les flux respectifs des entrées 3 et 2. La sortie 3 aura les mêmes variations photométriques que l'entrée 2, idem concernant 3 et 18.

Il faut noter que cette correction n'est possible que si l'on connaît les facteurs de transmission  $k$  à partir de la photométrie.

La Figure 4.16 montre les résultats de l'ajustement sur des données non corrigées de la photométrie. On note très clairement la variation de l'injection du flux sur l'entrée modulée. Cela provoque des variations de flux dans certaines autres voies et fausse le bon ajustement des franges. La Figure 4.17 montre cette fois si l'ajustement correct des franges après application de la correction photométrique. Pour ce jeu de données, les voies 1 et 18 ont servi de voies photométriques, c'est pourquoi leurs intensités sont égales à zéro après correction.

On peut également comparer la Figure 4.10 à la Figure 4.18 où sont tracées les franges corrigées en sortie de l'ABCD 12-34. On note l'efficacité de la correction de la photométrie qui permet de restaurer parfaitement les franges d'interférences. Par ailleurs, on peut aussi remarquer que l'on ne se trouve pas exactement à la différence de marche nulle si l'on observe l'enveloppe des franges. En effet, on voit que une modulation de phase de 0 radian le contraste des franges est plus faible que pour la modulation de phase à 30 radians. Autrement dit, l'enveloppe des franges croît avec le déphasage appliqué signifiant que la différence de marche nulle se trouve au mieux à un déphasage de 30 radians voire légèrement au delà de la course de l'actuateur, toutefois l'utilisation de la source LASER SLD possédant une largeur de bande très faible permet d'avoir une grande longueur de cohérence sur laquelle on peut mesurer les paramètres de nos franges.

#### 4.3.2.6 Caractérisation des recombineurs :

Une fois l'ajustement des franges appliqué sur les données d'étalonnage, il nous permet d'obtenir une mesure précise de l'amplitude et de la phase des franges en sortie de l'optique intégrée, il est alors possible de caractériser entièrement cette dernière.

Entrée 1	1	1	1	2	2	3
Entrée 2	2	3	4	3	4	4
Référence 1	1	1	1	3	3	17
Référence 2	4	18	20	18	20	20

TABLE 4.2 – Correspondance entre entrées et voies photométriques associées

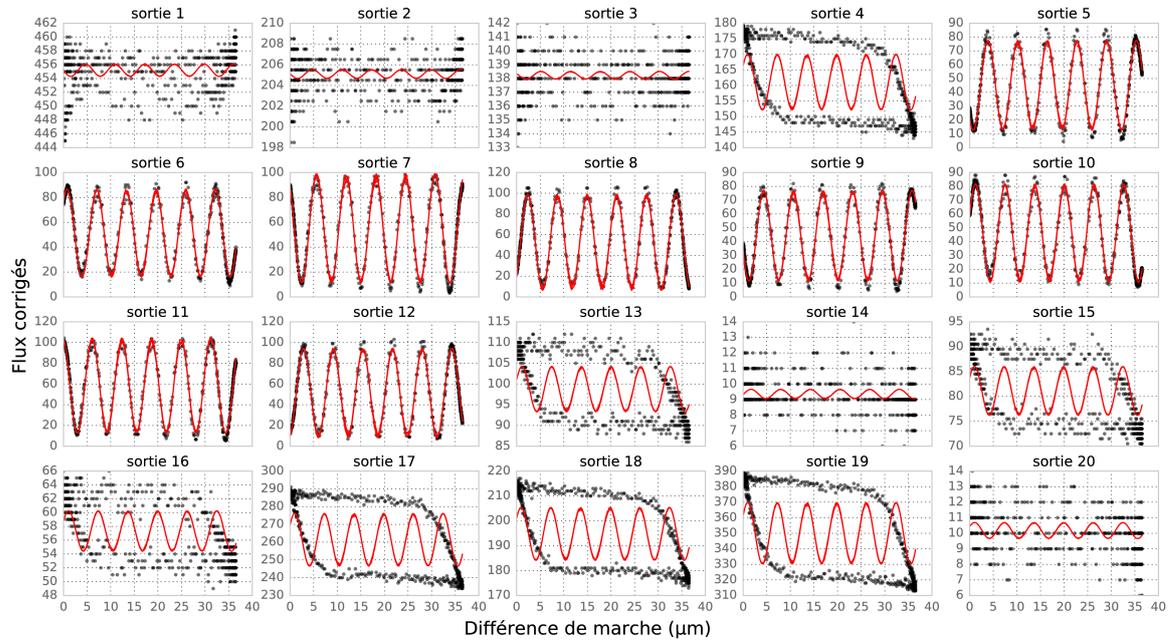


FIGURE 4.16 – Ajustement des franges sur les flux bruts des vingt sorties de l’optique intégrée. Les données expérimentales sont représenté en points noirs et l’ajustement en ligne rouge continue. On note une variation de l’injection lors de la modulation d’une des voies, cela fait apparaître une courbe d’hystérésis particulièrement visible sur plusieurs sorties.

Notamment, nous pouvons étudier le comportement de l’instrument en bande large grâce à la source SuperContinuum. L’utilisation de fibres optiques et d’une optique intégrée en silice sur silicium provoque l’apparition de dispersion chromatique puisque le chemin optique parcouru par la lumière va varier en fonction de sa longueur d’onde. Cet effet est visible lorsque l’on trace les différentes phases obtenues, par la méthode de l’ellipse, sur chacun des canaux spectraux. L’effet de dispersion est d’autant plus marquant sur la différence de marche optique puisqu’elle varie d’un facteur  $\lambda/2\pi$  avec la phase.

La Figure 4.20 regroupe les déphasages des ABC et des ABCD en fonction des sorties, de la polarisation et de la longueur d’onde. Plusieurs remarques émergent de ces mesures : les recombineurs ABCD sont peu chromatiques, ils possèdent à la fois une bonne stabilité en fonction de la longueur d’onde et également des valeurs de déphasage proches des valeurs nominales, à savoir  $0, 90, 180$  et  $270^\circ$ . On note néanmoins que l’ABCD 23-34 dévie sensiblement des valeurs nominales en deçà de  $1.6 \mu m$ , cela est certainement dû à un défaut dans la conception des guides de l’optique intégrée.

Par comparaison, les ABC, eux, sont relativement chromatiques. À l’instar de l’équili-

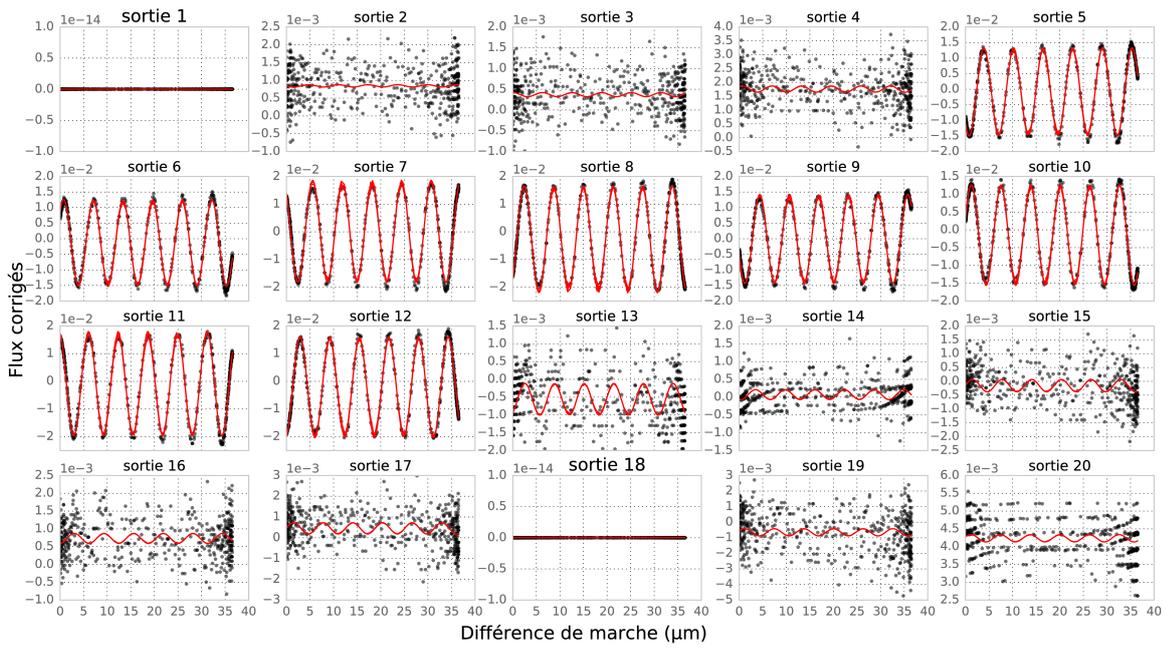


FIGURE 4.17 – Ajustement des franges sur les flux corrigés en sorties de l’optique intégrée. Les données expérimentales sont représenté en points noirs et l’ajustement en ligne rouge continue. Les flux ont été corrigés des variations photométriques à l’aide des sorties 1 et 18. On remarque la disparition de la figure d’hystérésis.

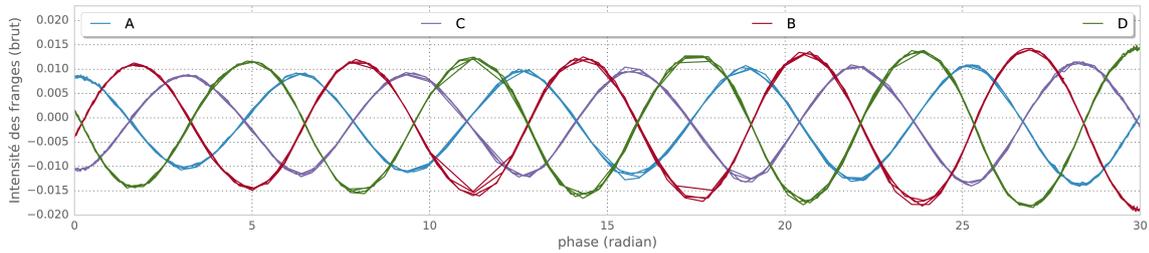


FIGURE 4.18 – Franges d’interférence corrigées de la photométrie en fonction de la phase.

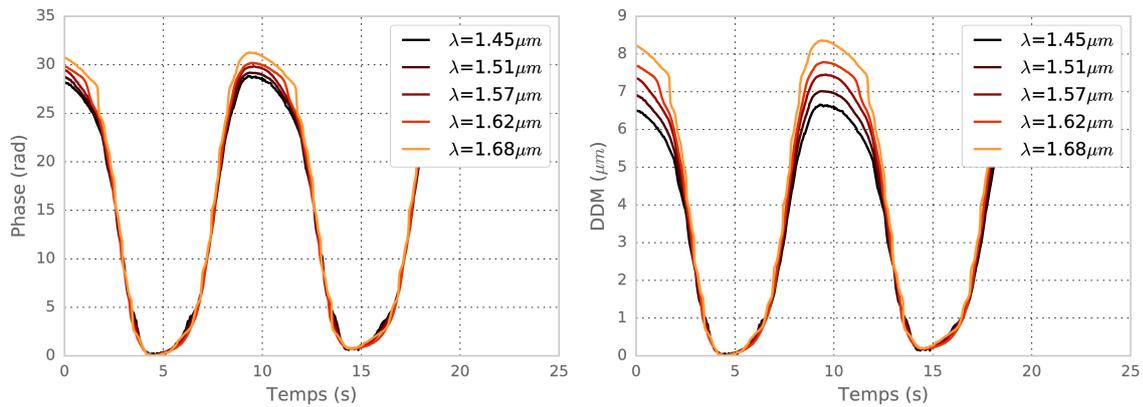


FIGURE 4.19 – Effet de la longueur d’onde sur la phase et la différence de marche.

brage en transmission, les ABC sont optimisés dans la gamme de longueur d’onde de 1.55 à 1.6  $\mu m$ , où ils sont idéalement équilibré à  $\sim 120^\circ$ .

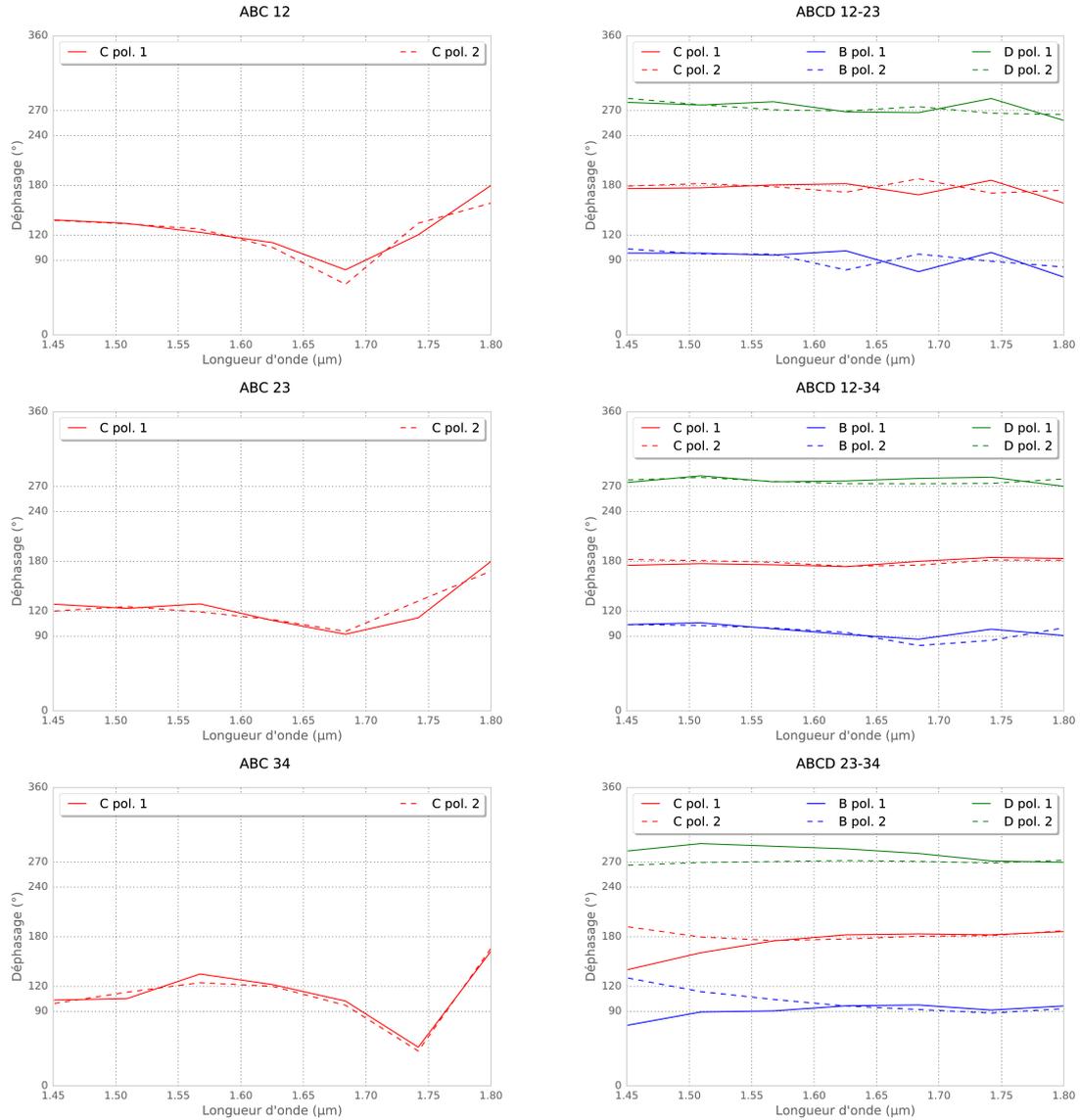


FIGURE 4.20 – Déphaseurs des différents recombineurs en fonction de la longueur d’onde. Les déphaseurs sont mesurés par rapport à la voie A des recombineurs. En trait plein figure la polarisation 1, et en tiretés la polarisation 2.

## 4.4 Récupération des visibilités complexes

Notons  $\mu$  le vecteur d’entrée correspondant aux termes de cohérences de la source, et  $\sigma$  le vecteur de sortie correspondant aux intensités lumineuses obtenues sur le détecteur. Le système d’équations 4.4 s’écrit alors sous la forme suivante :

$$\sigma = \text{Re}(V2PM \cdot \mu) \quad (4.21)$$

Pour résoudre ce système à partir des routines numériques, il faut modifier quelque peu sa formulation.

$$\begin{aligned} \sigma &= \text{Re}(V2PM \cdot \mu) \\ &= \text{Re}(V2PM) \cdot \text{Re}(\mu) - \text{Im}(V2PM) \cdot \text{Im}(\mu) \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \left( \begin{bmatrix} \text{Re}(V2PM) \\ -\text{Im}(V2PM) \end{bmatrix} \right) \cdot \begin{pmatrix} \text{Re}(\boldsymbol{\mu}) \\ \text{Im}(\boldsymbol{\mu}) \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Remonter aux termes de cohérences complexes revient alors à calculer :

$$\begin{pmatrix} \text{Re}(\boldsymbol{\mu}) \\ \text{Im}(\boldsymbol{\mu}) \end{pmatrix} = \underbrace{\left( \begin{bmatrix} \text{Re}(V2PM) \\ -\text{Im}(V2PM) \end{bmatrix} \right)^{-1}}_{P2VM} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (4.23)$$

Afin de vérifier si la détermination de la V2PM est correcte, on remonte aux termes de cohérences estimés (coefficients  $\mu$ ) grâce à la P2VM. Puis l'on réinjecte ces termes de cohérence dans la V2PM expérimentale pour obtenir des données synthétiques liées à notre modèle de V2PM. On peut alors comparer les données expérimentales et les données synthétiques pour vérifier leur accord.

$$\underbrace{V2PM \cdot \overbrace{V2PM^{-1} \cdot \text{données expérimentales}}^{\text{termes de cohérence estimés en entrée}}}_{\text{Données synthétique liées au modèle de V2PM}} \quad (4.24)$$

Considérons dans un premier cas, une V2PM dont la détermination est partiellement erronée sur la mesure de certains déphasages et amplitudes. En appliquant l'opération décrite par l'équation 4.24 on obtient les courbes de la Figure 4.21, les données expérimentales sont tracé en point noir et les données synthétiques en trait plein rouge. On peut remarquer la modification du contraste des franges, voire même l'apparition de franges là où elles sont inexistantes dans les données expérimentales. Cela trahi la présence d'erreurs dans notre V2PM. A contrario, lorsque l'on procède à la même opération à l'aide d'une V2PM expérimentale correctement déterminée, on obtient un accord quasi-parfait entre donnée expérimentales et données synthétiques, comme illustré Figure 4.22.

## 4.5 Interférométrie annulante avec l'instrument FIRST-IR

Le but de l'architecture de l'optique intégrée nuller est de combiner l'interférométrie annulante et la clôture de phase. À partir de l'information obtenue à partir des franges d'interférences et de la connaissance de la V2PM, nous sommes désormais capables de remonter à l'information de cohérence de l'objet cible. En l'occurrence nous utilisons une source unique, un point source. Dans ce cadre, nous nous attendons à une clôture de phase constante sur les voies annulées quelque soit les perturbations de phase.

Pour cette mesure, Les quatre sous-pupilles de l'instrument sont illuminées avec la source SLD et injectent la lumière dans les quatre entrées de l'optique intégrée. De plus, pour simuler des variations de phases, la différence de marche sur la voie 1 est modulée sinusoïdalement à l'aide du module piézo-électrique.

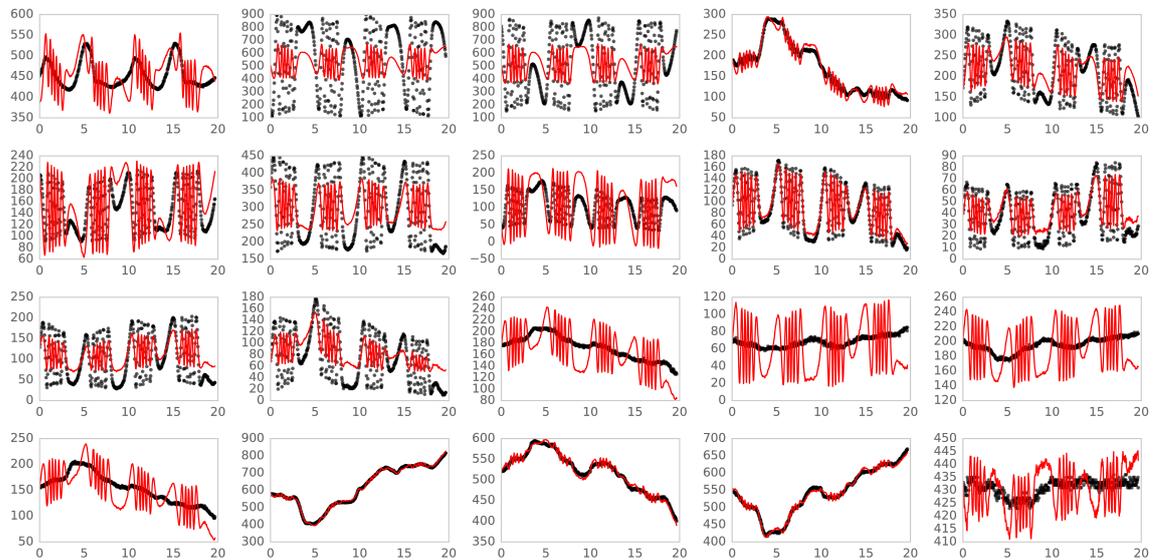


FIGURE 4.21 – Comparaison des données synthétiques (en rouge) avec les données expérimentales en utilisant une V2PM dont la détermination est erronée. On note un écart sensible entre les franges réelles et estimées, voire l'apparition de franges là où elles sont inexistantes dans les données expérimentales.

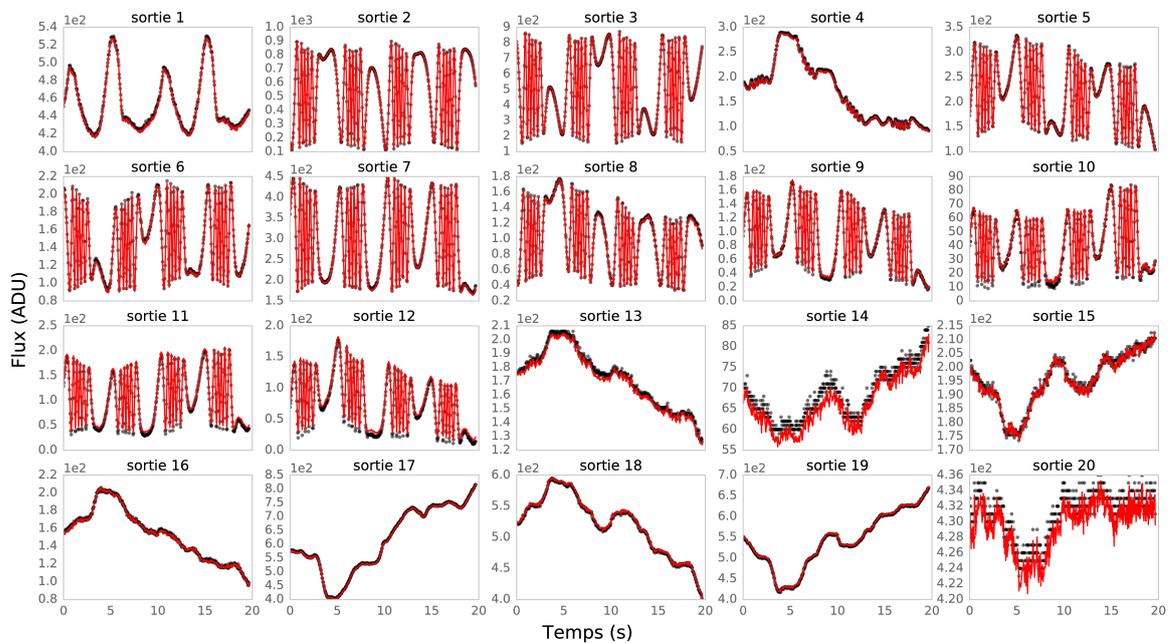


FIGURE 4.22 – Comparaison des données avec une V2PM correcte. Les données synthétiques en trait plein rouge sont en accord avec les données expérimentales en points noirs.

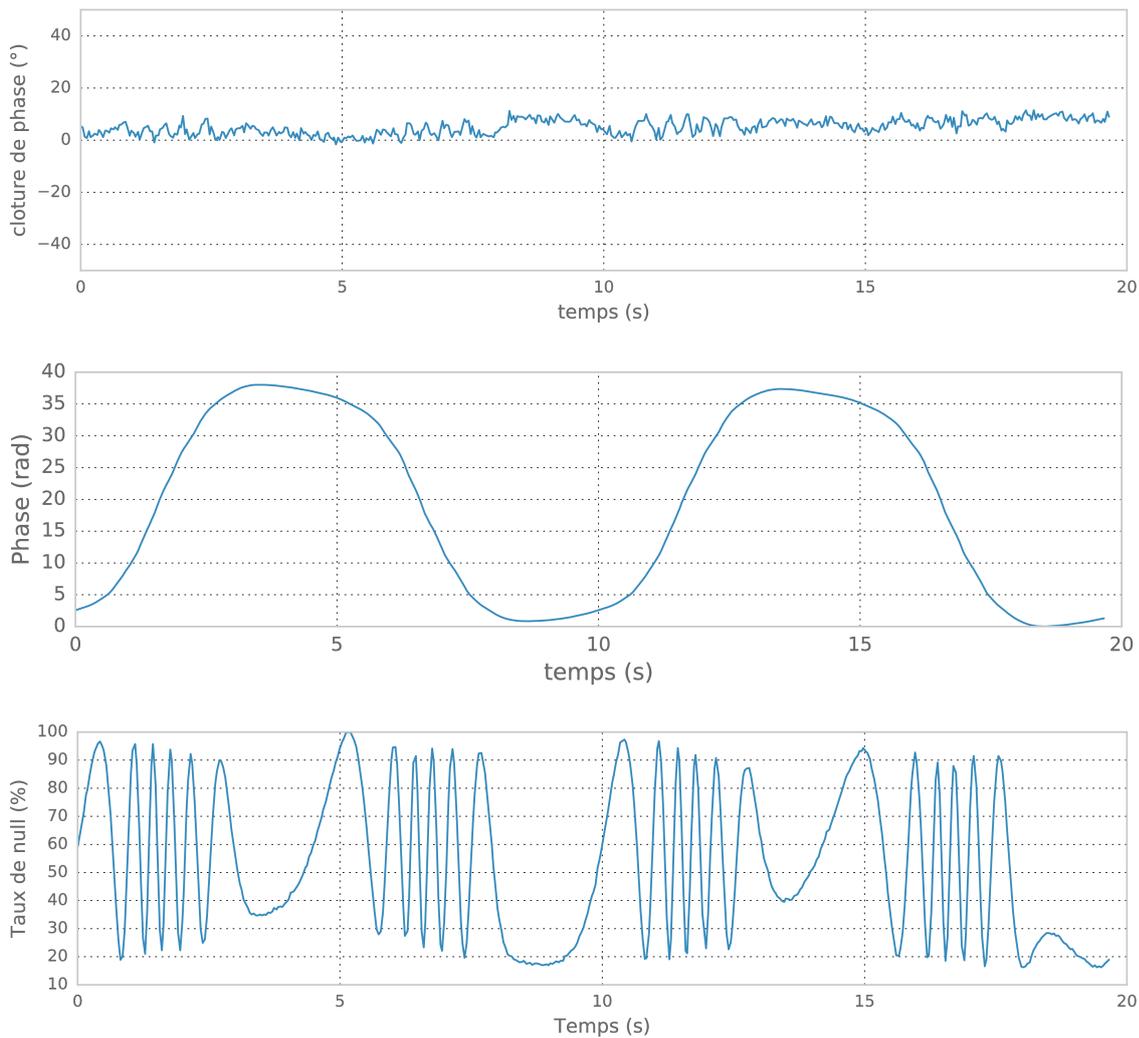


FIGURE 4.23 – En haut : clôture de phase obtenue en recombinaison des quatre sous-pupilles de l'instrument et en modulant la différence de marche sur l'une des voies pour simuler un piston différentiel. La source étant ponctuelle la clôture de phase reste stable malgré la modulation de phase. Au milieu : Modulation de la phase durant les clôtures sur les nulls. Phase dérivée des franges de l'ABC 12 En bas : Taux de null obtenu sur la voie centrale de l'ABC 12. L'extinction possible avec ce type de recombinateur est d'environ 80%

Comme spécifié dans la section 1.3.6, la clôture de phase est obtenue en prenant l'argument du triple produit des visibilité  $\mu$  obtenues sur les trois ABCD en sortie de l'optique intégrée. Le résultat de cette clôture de phase sur les nulls est affiché sur la Figure 4.23.

La modulation de phase associée à ces mesures est affichée Figure 4.23. Elle a été récupérée à partir des sorties 1 et 2 de l'optique intégrée. Ces deux sorties correspondent aux voies A et C de l'ABC 12. De plus, il est possible de remonter au taux de null correspondant (voie B de l'ABC) est mesuré comme la somme des flux sur l'ABCD 12-34 car les voies 3 et 4 ne sont pas modulées. Ce taux de null est tracé Figure 4.23, on remarque que malgré ses variations, la clôture de phase reste stable. Par ailleurs avec cet ABC, il est possible de réaliser une extinction allant jusqu'à 80%.

Les facteurs limitant ici est l'ajustement de la différence de marche nulle, pour laquelle le taux d'extinction est maximal. Ce facteur devrait être ajusté pour augmenter les performances de l'instrument. De plus, l'utilisation d'une caméra infrarouge de meilleure qualité, aillant une plus grande sensibilité et un taux de bruit plus faible devrait également d'améliorer la capacité de détection de l'instrument en permettant de discerner des signaux de faible amplitude dans les sorties des trois recombineurs ABCD. Par essence, ils sont dédié à la clôture de phase sur l'annulation de la plus grande partie du signal lumineux de la source observée.

#### 4.5.1 Conclusions

Avec la conception du banc de test FIRST-IR et l'analyse des données expérimentales j'ai pu caractériser entièrement l'optique intégrée de type nuller. Et de cette caractérisation j'ai pu démontrer que l'association interférométrie annulante et clôture de phase est réalisable. En particulier, j'ai démontré que la recombinaison des voies annulées permet d'obtenir une clôture de phase stable dans le temps, quelles que soit les variations des pistons instrumentaux appliquées, et par conséquent et donc quel que soit le taux de null atteint sur la voie centrale des tricoupleurs. FIRST-IR est devenu un instrument très polyvalent, permettant en particulier un étalonnage précis d'optique intégrée ainsi que leur utilisation pour des tests de performances.



---

# PERSPECTIVES

# 5

## Sommaire

---

<b>5.1 Amélioration du banc FIRST-IR et voies de recherche supplémentaire . .</b>	<b>94</b>
5.1.1 Achromatisation des tricoupleurs . . . . .	94
5.1.2 Étude des performance de l'optique intégrée nuller sur source binaire . . . . .	94
<b>5.2 FIRST-Visible version 2.0 au Subaru . . . . .</b>	<b>94</b>

---

## 5.1 Amélioration du banc FIRST-IR et voies de recherche supplémentaire

### 5.1.1 Achromatisation des tricoupleurs

Nous avons pu voir lors de la caractérisation de l'optique intégrée nulle qu'un facteur limitant lorsque l'on travaille en bande large est le chromatisme des tricoupleurs. L'équilibrage en terme de bande passante et de déphasage des recombineurs ABC est particulièrement sensible à la longueur d'onde. Une étude particulière de la géométrie des guides au niveau de la recombinaison en ABC doit être menée pour permettre de les rendre achromatique, à l'image de ce qui a été réalisé pour les recombineurs ABCD par Benisty et al. (2009)

### 5.1.2 Étude des performance de l'optique intégrée nulle sur source binaire

Après la vérification de la stabilité de la clôture de phase sur un point source unique, une seconde voie à explorer est celle de l'étude de la clôture sur source binaire. Cette étude permettrait de mettre en évidence le ratio de luminosité maximal permettant la détection du compagnon. En présence d'une seconde source, la clôture de phase varie car la source n'est plus à symétrie centrale. La mesure de la clôture en fonction de la luminosité de la source secondaire permettra d'en déduire la limite de détectabilité de cette dernière.

## 5.2 FIRST-Visible version 2.0 au Subaru

La recombinaison par optique intégrée offre de nombreux avantages par rapport à une recombinaison multi-axiale. La réduction des interfaces optiques nécessaires sont fortement réduites ce qui permet d'augmenter la transmission de l'instrument et ainsi d'augmenter les performances en termes de haut contraste. De plus, l'optique intégrée offre un faible encombrement, les composants sont de taille centimétrique ce qui facilite l'intégration dans l'instrument. Enfin la robustesse et la stabilité de tels composants permet de garantir un étalonnage durable. Pour ces raisons, la version FIRST-Visible installée au Télescope Subaru à Hawaii va être modifiée dans une version 2.0 pour remplacer le dispositif de recombinaison actuelle par une recombinaison par optique intégrée. Un autre point de l'instrument va être également amélioré. Actuellement l'instrument FIRST-Visible fonction avec des fibres de compensation pour atteindre la différence de marche nulle. Ces fibres ont été polie à la main, un travail long, fastidieux et qui nécessite la création de fibres sur mesure si l'une d'entre elle casse. L'amélioration suggérée serait ce remplacer ces fibres de compensation par les lignes à retard automatisées. Elle permettrait la recherche du maximum de cohérence rapidement en scannant la différence de marche et donner ainsi la meilleur cohérence à l'instrument, améliorant les performances par la même occasion. L'adjonction de l'optique intégrée et l'automatisation des différentes partie de l'instrument devrait ainsi permettre un meilleur contrôle de ce dernier et promet des performances accrues en terme de détectabilité d'objet de faible luminosité.

# Annexes



ARTICLE PUBLIÉ DANS DES REVUES À  
COMITÉ DE LECTURE

**A**

Est inséré ici l'article sur le masquage de pupille au VLT et les limites de détection obtenues sur des disques de débris que j'ai publié pendant ma thèse.

## Sparse aperture masking at the VLT

### II. Detection limits for the eight debris disks stars $\beta$ Pic, AU Mic, 49 Cet, $\eta$ Tel, Fomalhaut, g Lup, HD 181327 and HR 8799<sup>★,★★</sup>

L. Gauchet<sup>1</sup>, S. Lacour<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>2,3</sup>, D. Ehrenreich<sup>4</sup>, M. Bonnefoy<sup>2,3</sup>, J. H. Girard<sup>5</sup>, and A. Boccaletti<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, Univ. Paris Diderot, UPMC Univ. Paris 06, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

e-mail: lucien.gauchet@obspm.fr

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>4</sup> Observatoire de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received 24 April 2015 / Accepted 2 June 2016

#### ABSTRACT

**Context.** The formation of planetary systems is a common, yet complex mechanism. Numerous stars have been identified to possess a debris disk, a proto-planetary disk or a planetary system. The understanding of such formation process requires the study of debris disks. These targets are substantial and particularly suitable for optical and infrared observations. Sparse aperture masking (SAM) is a high angular resolution technique strongly contributing to probing the region from 30 to 200 mas around the stars. This area is usually unreachable with classical imaging, and the technique also remains highly competitive compared to vortex coronagraphy.

**Aims.** We aim to study debris disks with aperture masking to probe the close environment of the stars. Our goal is either to find low-mass companions, or to set detection limits.

**Methods.** We observed eight stars presenting debris disks ( $\beta$  Pictoris, AU Microscopii, 49 Ceti,  $\eta$  Telescopii, Fomalhaut, g Lupi, HD 181327, and HR 8799) with SAM technique on the NaCo instrument at the Very Large Telescope (VLT).

**Results.** No close companions were detected using closure phase information under  $0.5''$  of separation from the parent stars. We obtained magnitude detection limits that we converted to Jupiter masses detection limits using theoretical isochrones from evolutionary models.

**Conclusions.** We derived upper mass limits on the presence of companions in the area of a few times the telescope's diffraction limits around each target star.

**Key words.** instrumentation: high angular resolution – planetary systems – planets and satellites: formation

### 1. Introduction

Disk evolution is a key question in the comprehension of planetary system formation as they are intrinsically linked together. Thus direct detection and imaging of planets in such disks are mandatory to understand how planetary systems form and evolve. A debris disk is composed of dust grains and small bodies orbiting around the star, it is usually gas-poor, and grain sizes are typically one to hundred of micrometers. The debris disks depletion process is recognized to be short ( $\sim 10$  Myr or less) but many disks have been found to last longer. The presence of large planetary bodies can induce sufficient gravitational perturbations to provoke collisions of planetesimals, the result is smaller fragments that replenish the circumstellar environment. Thus debris disks may be good indicators of planetary systems or ongoing planet formation.

The disks can be observed thanks to scattered light and thermal emission of the dust grains. Identification of infrared (IR) excess in the spectral energy distribution led to the first extra-solar debris disk detection around Vega (Aumann et al. 1984).

$\beta$  Pictoris is a remarkable system because of its young age estimated between 8 and 20 Myr (Zuckerman et al. 2001). The existence of a planet (Lagrange et al. 2010) orbiting around  $\beta$  pictoris makes it a benchmark for testing planetary formation models. Several scenarios were formalized, such as accretion, gravitational instabilities, or a combination of both (Bonnefoy et al. 2013). It is important to understand which processes are involved in such formation and estimate to what extent they contribute to it. Other young planets exist (e.g. HR 8799). It is thus absolutely important to find other planets or debris disks stars to multiply reference points.

This paper aims to study eight objects around which debris disks have already been discovered. It is necessary to investigate the close environment of the star that is usually inaccessible to imaging techniques like coronagraphy and point spread function (PSF) subtraction algorithms (ADI, LOCI, PCA, etc.). Sparse aperture masking (SAM) has a small inner working angle, and has a unique ability to probe the region between  $\frac{\lambda}{2D}$  and  $\frac{2\lambda}{D}$ , with

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory (ESO) during runs 087.C-0450(A), 087.C-0450(B) 087.C-0750(A), 088.C-0358(A).

\*\* All magnitude detection limits maps are only available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](http://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?/A+A/595/A31>

**Table 1.** Log of SAM observations with VLT/NACO.

Star	UT date y/m/d	Mask	DIT (s)	NDIT	NEXP	Seeing <sup>1</sup>	$\tau_0^2$ (ms)	Calibrator
g Lup	2011/06/08	7 holes	0.08	500	40	0.76	3.2	HD 139960
49 Cet	2011/08/04	7 holes	0.08	500	40	0.67	1.5	HD 10100
Fomalhaut	2011/08/04	BB 9 holes	0.02	2000	32	0.68	2.1	del PsA
HD 181327	2011/08/04	7 holes	0.106	472	40	0.80	2.3	HD 180987
HR 8799	2011/08/04	7 holes	0.051	785	40	0.77	1.6	HD 218234
AU Mic	2011/08/31	7 holes	0.04	600	104	0.82	3.1	HD 197339
$\eta$ Tel	2011/09/01	7 holes	0.01	500	56	0.96	2.1	HD 181517
$\beta$ Pic	2011/10/12	7 holes	0.04	800	64	1.8	0.6	HR 2049

**Notes.** <sup>(1)</sup> Provided using keyword TEL IA FWHM; <sup>(2)</sup> provided using keyword TEL AMBI TAU0.

high-contrast capabilities (with a dynamic of a few thousands). It includes the area from 30 to 200 mas, which is equivalent to a distance of 1.5 to 10 AU for a star located at 50 pc, as for  $\beta$  Pic,  $\eta$  Tel, HR 8799 and AU Mic. These separations correspond to regions in primordial disks where planets can efficiently form by core accretion [Kennedy & Kenyon \(2008\)](#).

In Sect. 2 we describe aperture masking observations performed on NaCo at the Very Large Telescope (VLT) and the data reduction technique, in Sect. 3 we report our observational results in terms of mass limits of companions for each systems. In Sect. 4 we present our conclusions.

## 2. Observations and data reduction

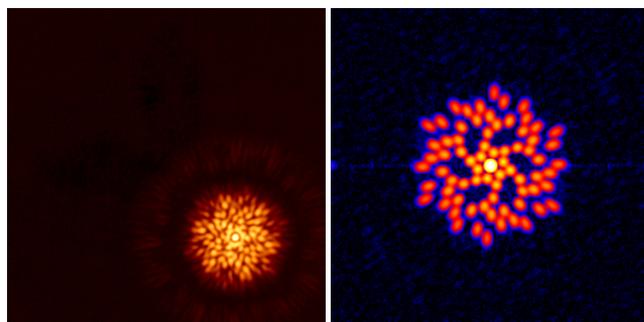
### 2.1. Observations

The eight systems imaged, among which  $\beta$  Pictoris and HR 8799, are listed in Table 1. They were observed at the VLT from June to October 2011 using NAOS-CONICA (NaCo) providing adaptive optics assisted imaging.

We used the sparse aperture mode to achieve the highest angular resolution at the diffraction limit. This technique described in [Tuthill et al. \(2000\)](#) uses a mask with holes in non-redundant configuration placed in a pupil plane of the instrument. The goal of this mask is to transform the main pupil of the telescope into an interferometric array. Each baseline made of any pair of sub-apertures will create a fringe pattern that is unique in terms of direction and spatial frequency. This allows us to overcome the non-coherent addition of the wavefront in the focal plane.

The observations were carried out in the  $L'$ -band ( $\lambda_c = 3.80 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ ) using two of the four masks available on NaCo, the broadband (BB) nine holes, and the seven holes masks. Observational details such as mask used, integration time (DIT), size of datacube, and number of exposures for each science target are summarized in Table 1.

The operational mode for observation was to image the star with the masked pupil in each of the four quadrants of the L27 camera of NaCo (the four  $128 \times 128$  pixels quadrants from the  $256 \times 256$  pixels detector). An example of PSF and respective power spectrum obtained with Fomalhaut are displayed in Fig. 1. Each target is alternately observed with a calibrator star. This provides a PSF reference in order to calibrate the science data. This process benefits from the SAM “star hopping” strategy allowing a fast switch between science star and calibrator. As long as the two targets have comparable brightness on the wavefront sensor it is possible to jump from one to the other without requiring a full optimization of the adaptive optic (AO) loop and its associated time penalty. Thus we get very similar atmospheric



**Fig. 1.** *Left:* image of Fomalhaut on the  $256 \times 256$ -pixel CONICA detector. The detector field-of-view is  $7''$ ; i.e., each pixel is 27 mas in size on sky. The  $\sim 2.6$  arcsec point spread function is due to diffraction of the 78 cm holes in the 9-holes mask used during this observation. The many speckles apparent inside this large Airy pattern are due to the superposition of fringes caused by the 36 spatial frequencies allowed through the mask. *Right:* power spectrum i.e. squared amplitude of Fourier’s components from the Fomalhaut PSF in the spatial frequency domain.

perturbation over both science and respective calibrator’s data. This significantly improves accuracy on calibration and results in higher performance over detection limits.

### 2.2. SAM pipeline

The data was reduced using the sparse aperture mode pipeline (SAMP) written in the Yorick interpreted language. Description and operating details of the pipeline are available in [Lacour et al. \(2011\)](#). Here we summarize the main method of reduction. In the first stage, data is corrected from systematic alterations: images are flat-fielded, bad-pixels removed, sky-subtracted. This step is particularly important as the sky luminosity is dominant in  $L'$ -band. Quadrant images from the eight-point offset pattern are aligned, centered and stacked. Direct fringes fitting is then performed to get complex visibilities from the fringes (see [Greenbaum et al. 2015](#)). Amplitude and phase of the fringes are strongly affected by the atmospheric turbulence. To overcome perturbations from the atmosphere, we use the closure phase quantity (e.g. [Baldwin et al. 1986](#); [Haniff et al. 1987](#)) which takes into account the symmetry of the object. It consists in the linear combination of phases over a triangle of baselines. This quantity has the interesting property of being independent from the atmospheric piston. More precisely, complex visibilities are multiplied together to form the triple product called bispectrum. Closure phases are obtained from the argument of the bispectrum

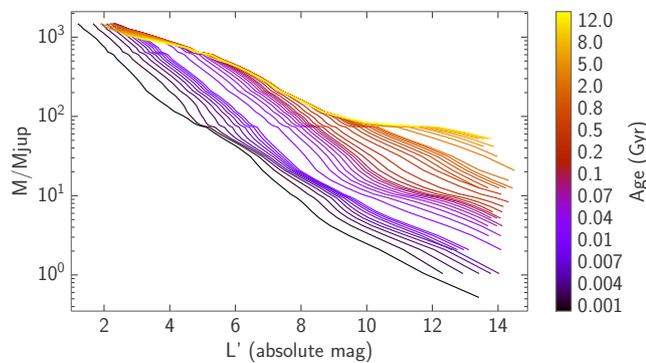
L. Gauchet et al.: Detection limits in debris disks around young stars with NaCo/SAM

**Table 2.** List of stars used in this work, provided with specifications: distance from the observer, estimated age and spectral type of the parent star.

Object	Distance (pc)	Age (Myr)	Spectral type	$K^1$ (mag)	$L'^2$ (mag)	References
49 Cet	59	40	A1V	5.46	5.45	1, 2
AU Mic	9.9	21±4	M1Ve	4.53	4.32	3, 4, 5
$\beta$ Pic	19.3	21±4	A6V	3.48	3.46	5, 6
$\eta$ Tel	47.7	21±4	A0V	5.01	5.01	1, 5, 7
Fomalhaut	7.7	440±40	A3V/A4V	1.05	1.04	6, 8
g Lup	17.5	300 <sup>+700</sup> <sub>-200</sub>	F5V	3.80	3.76	1, 9, 10
HD 181327	51.8	21±4	F5V/F6V	5.91	5.87	1, 5, 11, 12
HR 8799	39.4	30 <sup>+20</sup> <sub>-10</sub>	F0V	5.24	5.22	2, 13

**Notes.** <sup>(1)</sup> Provided by SIMBAD database; <sup>(2)</sup> derived with Tokunaga (2000) color table.

**References.** (1) Cutri et al. (2003); (2) van Leeuwen (2007); (3) Stauffer et al. (2010); (4) Torres et al. (2006); (5) Binks & Jeffries (2014); (6) Ducati (2002); (7) Wyatt et al. (2007); (8) Mamajek (2012); (9) Gray et al. (2006); (10) Kalas et al. (2006); (11) Schneider et al. (2006); (12) Holmberg et al. (2009); (13) Gray & Corbally (2014).



**Fig. 2.** Theoretical isochrones showing  $L'$  emission magnitude with mass of the object.

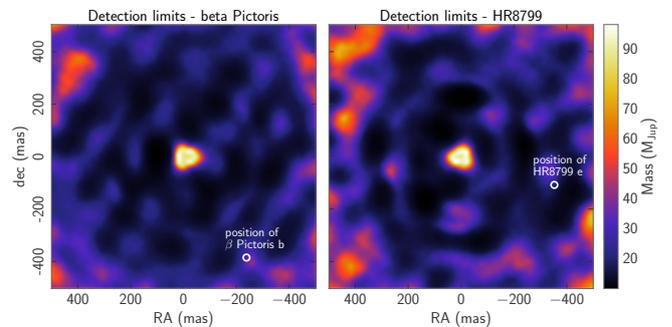
(Weigelt 1977; Lohmann et al. 1983). All closure phases are calibrated by subtraction of the closure phases from the calibrator stars mentioned in Sect. 2.1.

The observed closure phases are then fit with a binary model with three parameters: separation  $\delta$ , position angle  $\alpha$  and luminosity ratio  $\rho$ . A cube of  $\chi^2$  values from each triplet  $(\alpha, \delta, \rho)$  is built. Since no clear detection is present in our dataset, the  $\chi^2(\alpha, \delta, \rho)$  cube is scaled so that the reduced  $\chi^2$  is equal to 1 for  $\rho = 0$  (no companion). Detection limits are then obtained for each  $\alpha$  and  $\delta$  as  $\tilde{\rho}$  such as  $\chi^2(\alpha, \delta, \tilde{\rho}) < 25 + \chi^2(0, 0, 0)$ . In other words, the detection limits are calculated as the minimum value for which the  $\chi^2$  is below  $5\sigma$  of a non detection.

### 2.3. Detection limits: from magnitude to mass

The examination of closure phases did not allow us to rule on the presence or not of a faint companion in the data sets. However, study of the  $\chi^2$  maps allows for the extraction of detection limits.

Detection limit maps from the SAM pipeline are expressed in contrast ratio. Hence, the  $L'$  band detection limits depend on the brightness of the parent star. We used the spectral type of the stars (given in Table 2), combined with Tokunaga (2000) tables of intrinsic colors for main sequence, giant and super giant stars, to derive the  $L'$  absolute magnitude of the stars. The magnitudes



**Fig. 3.** Sample of detection limits maps obtained for  $\beta$  Pictoris (left) and HR 8799 (right).

are listed in the Table 2. At this point, we obtain detection limits in terms of absolute  $L'$  magnitude<sup>1</sup>.

To estimate the mass as a function of the luminosity, we used the theoretical isochrones established by Baraffe et al. (1997, 1998, 2003). More specifically, we used the BT-Settl model (Allard et al. 2012). Those isochrones were interpolated into synthetic color tables and converted into the VLT NaCo filters systems<sup>2</sup>. Other evolutionary models do exist and are based on similar or alternative planet formation scenarios, such as the “warm-start” model proposed by Spiegel & Burrows (2012). The mass/luminosity isochrones derived from other models can be perfectly applied to the data we made available at the CDS. Figure 2 displays the theoretical isochrones for  $L'$  magnitude versus the mass of the object. Given the commonly accepted age of the parent star/debris disk and the absolute magnitude of the detection limit, we derive the associated mass. Examples of two-dimensional mass detection limit maps for  $\beta$  Pictoris and HR 8799 are displayed in Fig. 3.

## 3. Results

From the two-dimension maps, we determine a radial distribution of the detection limits. It is obtained by computing the minimum and the maximum value in 5 mas thick rings. The computation was done for radii between 30 to 500 mas. This process

<sup>1</sup> Detection limits maps are available in electronic form at the CDS.

<sup>2</sup> <https://phoenix.ens-lyon.fr/Grids/BT-Settl/>

allows to keep the information on variations over azimuthal position at a given radius. The radial detection limits for each target are displayed in Fig. 4. Table 3 summarizes the highest contrast achieved in the 30–200 mas separation range – where SAM is the most efficient. The  $\Delta\text{mag}$  value is obtained by taking the median of the highest contrast values within the afore mentioned separation range. This median makes a good estimation of the bottom plateau value. Finally, Table 4 displays the upper mass limit for each object, i.e. that is the lowest mass we can safely exclude over the whole 30 to 500 mas range.

#### 49 Ceti

49 Ceti is a main sequence A1V star identified to be a member of the 40 Myr old Argus association (Zuckerman & Song 2012). It is located at a distance of  $59 \pm 1$  pc (van Leeuwen 2007). This disk is unusual because of its high density of gas, such as CO, compared to dust. It indicates a non-primordial gas presence likely to come from comet-like planetesimals collisions (Roberge et al. 2013).

Detection limits at  $5\sigma$  on 49 Ceti give at least a contrast of  $5 \times 10^{-3}$  beyond 50 mas, up to  $2 \times 10^{-3}$  at 95 mas separation ( $\Delta\text{mag}$  of 5.8 and 8 respectively).

#### AU Microscopii

AU Mic is a young  $0.3 M_{\odot}$  M dwarf (Plavchan et al. 2009). Its age is estimated to be 8–20 Myr, and its Hipparcos distance is 9.9 pc (Perryman et al. 1997). It belongs to the  $\beta$  Pictoris moving group. It features a debris disk seen nearly edge-on (Kalas et al. 2004).

The youth and proximity of AU Mic are really favorable conditions to look for a low-mass detection domain. Recently, fast moving ripples in the disk have been observed. The ripples can be interpreted as signposts of significant planetary formation activity (Boccaletti et al. 2015).

Detection limits at  $5\sigma$  on AU Microscopii give at least a contrast of  $2.5 \times 10^{-3}$  beyond 50 mas, up to  $9.5 \times 10^{-4}$  around 220 mas ( $\Delta\text{mag}$  of 6.5 and 7.6 respectively).

#### Beta Pictoris

$\beta$  Pictoris is an A6V star located at 19.3 pc (van Leeuwen 2007). It belongs to the eponymous moving group, that was assumed to be  $12^{+8}_{-4}$  Myr old (Zuckerman et al. 2001). Recently, a more precise – and possibly more accurate – measurement of the lithium depletion boundary gave an age for the moving group of  $21 \pm 4$  Myr (Binks & Jeffries 2014). The  $\beta$  Pictoris system was the first optically resolved disk (Smith & Terrile 1984) and possesses a directly imaged exoplanet with one of the closest estimated semi-major axis to date:  $\beta$  Pictoris b (Lagrange et al. 2010; Chauvin et al. 2012; Bonnefoy et al. 2014).

Considering the position of  $\beta$  Pictoris b, it is within the field of view of NaCo/SAM. Despite the absence of detection through closure phases, we can constrain an upper  $L'$  band contrast ratio – and mass limit – at that position. Thanks to the orbital characterization by Chauvin et al. (2012) and concomitant observations by Nielsen et al. (2014), we estimated  $\beta$  Pictoris b to be situated at position  $\Delta\alpha = -0.238''$  and  $\Delta\delta = -0.385''$  during the observations reported here. The position is displayed in Fig. 3. The corresponding mass in terms of limits of detection (LOD) is  $m_{\text{LOD}} = 30 M_{\text{Jup}}$  ( $\Delta\text{mag} = 6.2$ ). This value is consistent with

the non-detection of  $\beta$  Pic b which has an estimated mass of  $10^{+3}_{-2} M_{\text{Jup}}$  (Bonnefoy et al. 2014).

Detection limits at  $5\sigma$  on  $\beta$  Pictoris b give a fairly constant contrast between  $5 \times 10^{-3}$  and  $2.5 \times 10^{-3}$  ( $\Delta\text{mag}$  of 5.8 and 6.5 respectively) beyond 70 mas.

#### Eta Telescopii

Eta Telescopii (HR 7329A) is an A0V star. It is located at 47.7 pc according to Wyatt et al. (2007) and is also a member of the  $\beta$  Pictoris moving group. It possesses a companion HR 7329B at a 4 arcsec separation, out of the field of view of NaCo/SAM instrument.  $\eta$  Tel has also a more distant stellar companion HD 181327 at a 7 arcmin separation.

Detection limits at  $5\sigma$  on  $\eta$  Telescopii give, at least, a contrast varying between  $4 \times 10^{-3}$  and  $1.8 \times 10^{-3}$  ( $\Delta\text{mag}$  of 6 and 6.9 respectively) beyond 50 mas.

#### Fomalhaut

Fomalhaut is a A3V/A4V star located at only 7.7 pc from the Sun. Fomalhaut's dust disk was initially discovered because of its infrared excess in IRAS observations by Aumann (1985). Fomalhaut's dust belt was optically resolved by Kalas et al. (2005) using the advanced camera for surveys (ACS) on the Hubble space telescope (HST). The first optical image of an extra-solar planet around this system was obtained with the HST later on by Kalas et al. (2008). Contrary to AU Mic or  $\beta$  Pic, Fomalhaut's disk is not seen edge on, so it provides a better insight into the innermost region.

The very good seeing during the observation allowed to reach a  $5\sigma$  contrast ratio limit of  $4.4 \times 10^{-4}$  within 50 to 200 mas. However the relatively old age of Fomalhaut (440 Myr, Mamajek 2012) explains the high-mass limit we obtain, since evolutionary models predict a decrease in luminosity with age.

A compilation of measurements from literature was done by Kenworthy et al. (2013). It gathered coronagraphic data from *Spitzer* ( $4.5 \mu\text{m}$ ) and VLT/NaCo ( $4.05 \mu\text{m}$ ) as well as VLT/PIONIER interferometric data. Those measurements cover a large range of angular separation (1 to 2000 mas), nevertheless a gap in coverage remained from 100 to 200 mas. Kenworthy et al. pointed out in their Discussion section that SAM techniques would bridge the gap. With our present measurements we indeed fill that gap. We can also highlight that we provide noticeably lower mass limit than VLT/PIONIER did over 50 to 100 mas.

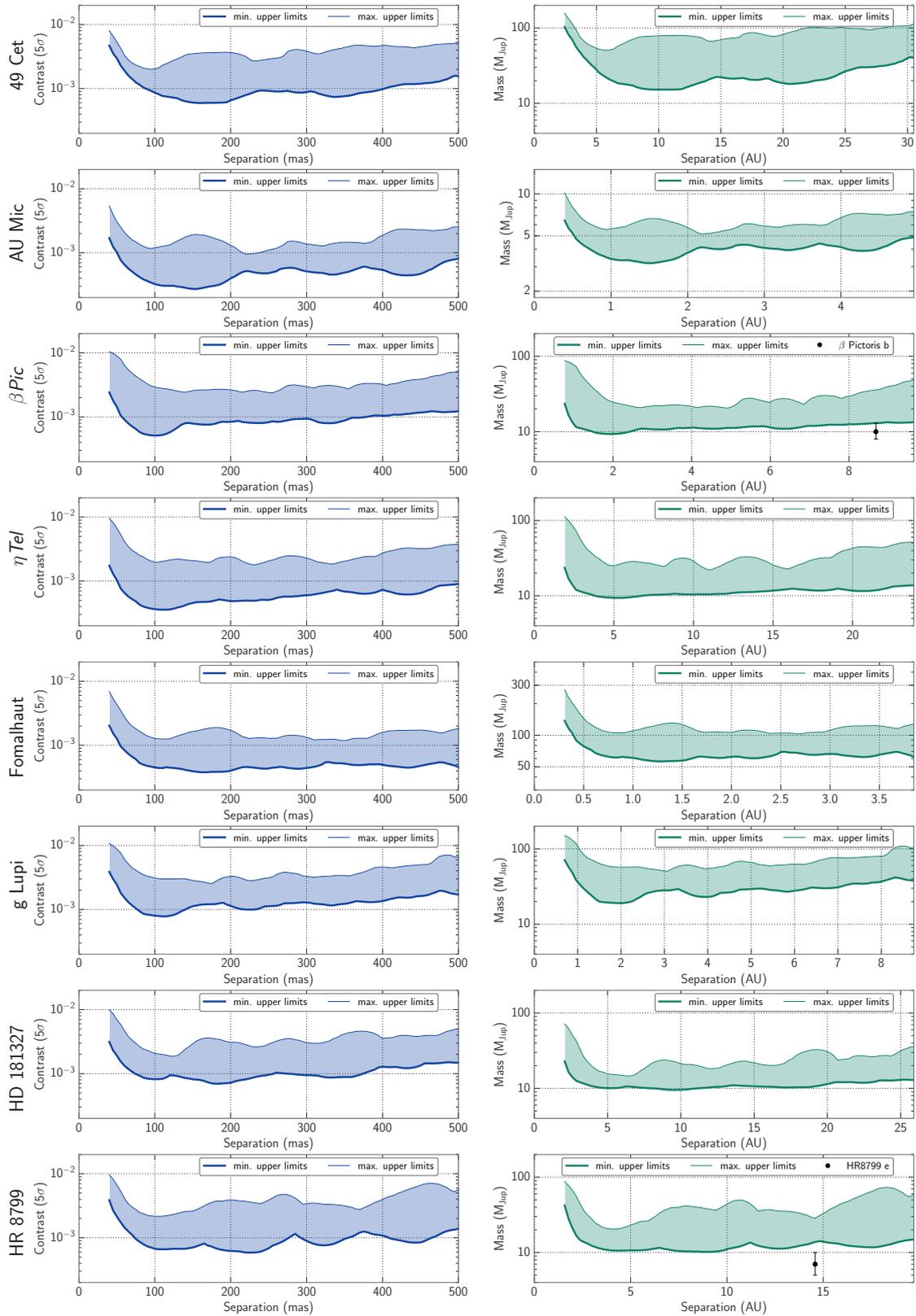
Detection limits at  $5\sigma$  on Fomalhaut give at least a contrast varying between  $1.9 \times 10^{-3}$  and  $1.2 \times 10^{-3}$  ( $\Delta\text{mag}$  of 6 and 6.9 respectively) beyond 50 mas.

#### g Lupi

g Lupi (also know as HD139664) is a F5V main sequence star located at 17.5 pc (van Leeuwen 2007). It is a member of the Hercules-Lyra association (López-Santiago et al. 2006). Dust scattered light was first observed using a coronagraph on the HST (Kalas et al. 2006). It revealed a disk structure seen nearly edge-on extending out to 109 AU.

The age of g Lupi is not well constrained but various age indicators suggest that the system is 300 million years old. The uncertainties concerning the age of  $300^{+700}_{-200}$  Myr imply a respective variation of  $\pm 25 M_{\text{Jup}}$  in our upper mass limits.

L. Gauchet et al.: Detection limits in debris disks around young stars with NaCo/SAM



**Fig. 4.** Radial distribution of the detection limits. On the *left*, blue graphs display contrast as a function of the angular distance in milliarcseconds, this expresses the performance of the detection. On the *right*, green graphs display estimated mass detection limits (according to the BT-Settl model) as a function of separation in AU. In order to keep track of the azimuthal variation, the lower thick line represents the minimum value found at a given radial distance  $r$ , while upper thin line is the maximum value. Black dots represent companion within the known planetary systems.

**Table 3.** Highest-contrast capabilities of SAM mode on NaCo.

Object	$\Delta\text{mag}$ (mag)	contrast ratio ( $5\sigma$ )	Mass ( $M_{\text{jup}}$ )	Distance (AU)
49 Cet	7.86	$7.2 \times 10^{-4}$	17.6	8–12
AU Mic	8.72	$3.2 \times 10^{-4}$	3.4	1–2
$\beta$ Pic	7.79	$7.6 \times 10^{-4}$	10.7	1–3
$\eta$ Tel	8.32	$4.7 \times 10^{-4}$	10.3	4–7
Fomalhaut	8.39	$4.4 \times 10^{-4}$	61.1	1–2
g Lup	7.44	$1.1 \times 10^{-3}$	24.5	1–3
HD 181327	7.71	$8.2 \times 10^{-4}$	9.9	5–10
HR 8799	7.92	$6.8 \times 10^{-4}$	10.7	4–8

**Table 4.** Upper mass limits: lowest mass we can safely exclude within 30 to 500 mas separation.

Object	$\Delta\text{mag}$ (mag)	contrast ratio ( $5\sigma$ )	Mass ( $M_{\text{jup}}$ )
49 Cet	5.24	$8.0 \times 10^{-3}$	156.9
AU Mic	5.67	$5.4 \times 10^{-3}$	10.1
$\beta$ Pic	4.96	$1.0 \times 10^{-2}$	87.9
$\eta$ Tel	5.05	$9.6 \times 10^{-3}$	114.1
Fomalhaut	5.40	$6.9 \times 10^{-3}$	273.3
g Lup	4.92	$1.1 \times 10^{-2}$	154.2
HD 181327	5.01	$9.9 \times 10^{-3}$	73.2
HR 8799	5.04	$9.6 \times 10^{-3}$	87.3

Detection limits at  $5\sigma$  on g Lupi give at least a contrast of  $6 \times 10^{-3}$  beyond 50 mas, up to  $2.5 \times 10^{-3}$  at 175 mas ( $\Delta\text{mag}$  of 5.5 and 6.5 respectively).

#### HD 181327

HD 181327 is an F5V/F6V star located at 39.4 pc and assumed to be a member of the  $\beta$  Pictoris moving group (Zuckerman & Song 2004). It was identified as a debris disk candidate based on the detection of far-IR luminosity excess (Mannings & Barlow 1998). PSF-subtracted coronagraphic observations on HST data revealed a debris ring at 86 AU radius from the star Schneider et al. (2006), Herschel/PACS observations showed the presence of a Kuiper’s belt-like structures populated of icy planetesimals Chen et al. (2008).

Detection limits at  $5\sigma$  on HD 181327 give at least a contrast of  $5 \times 10^{-3}$  beyond 50 mas, up to  $1.8 \times 10^{-3}$  at 125 mas ( $\Delta\text{mag}$  of 5.8 and 6.8 respectively).

#### HR 8799

HR 8799 is a member of the  $\sim 30$  Myr old Columba association (Marois et al. 2010; Baines et al. 2012). The star is an F0V star located at 39.4 pc from Earth (van Leeuwen 2007).

Our detection limits are in good agreement with those derived by Hinkley et al. (2011) using the same technique at Keck telescope. This highlights the robustness of non-redundant masking techniques. In the same way we have done on  $\beta$  Pictoris, we used Marois et al. (2010) to estimate the HR 8799 companion  $e$  position. At the time of observation, we expect it to be at the position  $\Delta\alpha = -0.353''$  and  $\Delta\delta = -0.108''$ . At these coordinates we find a corresponding upper mass boundary  $m_{\text{LOD}} = 19 M_{\text{jup}}$  ( $\Delta\text{mag} = 7.4$ ).

Detection limits at  $5\sigma$  on HR 8799 give at least a contrast of  $7 \times 10^{-3}$  beyond 50 mas, up to  $2.2 \times 10^{-3}$  ( $\Delta\text{mag}$  of 5.4 and 6.7 respectively).

## 4. Conclusions

The SAM technique allows for probing the very nearby environment of the star that is usually inaccessible to conventional direct imaging image processing. It combines high angular resolution and high-contrast detection which are key elements in the study of planetary system formation.

While no companion has been detected in our SAM observational data, we have been able to set upper mass limits on potential companions presence within the 30 to 500 mas range. This was done for each one of the eight debris disks reported in this study.

Especially, this data provides clarification on the presence of close companions that may have ejected known ones on more distant orbits from the star.  $\beta$  Pic has an inclined orbit relatively to the main disk, this can hardly be explained otherwise than by a past dynamical interaction. HR 8799 planets cannot have formed in-situ by a core accretion process as described by Pollack et al. (1996) and may have been ejected by bodies closer to the star.  $\eta$  Tel B is a brown dwarf with a large separation which appears to be situated beyond the outer edge of the debris disk of its parent star, but that might have formed in the initial disk by gravitational instability (Cameron 1978). Fomalhaut b possesses a very eccentric orbit, that might also be explained by ejection from a previous orbit. For each object, these observations allow us to exclude the presence of a range of massive bodies that might have modified the initial orbit of known companions.

The SAM technique associated with star hopping is particularly efficient when the correction of the wavefront is good, which is the case with NACO in  $L'$ . The SAM mode to be commissioned on SPHERE at the VLT will make it possible to do even better in  $Y-J-H$  and  $K$  bands in the near future. This technique is recognized to be highly competitive in the brown dwarf desert exploration, and plays an important part in the study of the role of multiplicity in low-mass stellar formation and migration mechanisms.

*Acknowledgements.* L. Gauchet would like to thank the referee Markus Feldt for his thorough review of the paper and his constructive comments, which significantly improved the quality of the publication. This work was supported by the French National Agency for Research (ANR-13-JS05-0005-01) and the European Research Council (ERC-STG-639248). A.-M. Lagrange acknowledges the support from the ANR blanche GIPSE (ANR-14-CE33-0018) and the Labex OSUG.

## References

- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A: Math. Phys. Eng. Sci.*, 370, 2765
- Aumann, H. H. 1985, *PASP*, 97, 885
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., et al. 1984, *ApJ*, 278, L23
- Baines, E. K., White, R. J., Huber, D., et al. 2012, *ApJ*, 761, 57
- Baldwin, J. E., Haniff, C. A., Mackay, C. D., & Warner, P. J. 1986, *Nature*, 320, 595
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1997, *A&A*, 327, 1054
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Binks, A. S., & Jeffries, R. D. 2014, *MNRAS*, 438, L11
- Boccaletti, A., Thalmann, C., Lagrange, A., et al. 2015, *Nature*, 526, 230
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A107
- Bonnefoy, M., Currie, T., Marleau, G., et al. 2014, *A&A*, 562, A111
- Cameron, A. G. W. 1978, *The Moon and the Planets*, 18, 5

## L. Gauchet et al.: Detection limits in debris disks around young stars with NaCo/SAM

- Chauvin, G., Lagrange, A., Beust, H., et al. 2012, *A&A*, 542, A41
- Chen, C. H., Fitzgerald, M. P., & Smith, P. S. 2008, *ApJ*, 689, 539
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog: II/246*
- Ducati, J. R. 2002, *VizieR Online Data Catalog: II/237*
- Gray, R. O., & Corbally, C. J. 2014, *AJ*, 147, 80
- Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., et al. 2006, *AJ*, 132, 161
- Greenbaum, A. Z., Pueyo, L., Sivaramakrishnan, A., & Lacour, S. 2015, *ApJ*, 798, 68
- Haniff, C. A., Mackay, C. D., Titterton, D. J., et al. 1987, *Nature*, 328, 694
- Hinkley, S., Carpenter, J. M., Ireland, M. J., & Kraus, A. L. 2011, *ApJ*, 730, L21
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2009, *A&A*, 501, 941
- Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Clampin, M. C., & Fitzgerald, M. P. 2006, *ApJ*, 637, L57
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2008, *ApJ*, 682, 1264
- Kenworthy, M. A., Meshkat, T., Quanz, S. P., et al. 2013, *ApJ*, 764, 7
- Lacour, S., Tuthill, P., Amico, P., et al. 2011, *A&A*, 532, A72
- Lagrange, A., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lohmann, A. W., Weigelt, G., & Wirtzner, B. 1983, *Appl. Opt.*, 22, 4028
- López-Santiago, J., Montes, D., Crespo-Chacón, I., & Fernández-Figueroa, M. J. 2006, *ApJ*, 643, 1160
- Mamajek, E. E. 2012, *ApJ*, 754, L20
- Mannings, V., & Barlow, M. J. 1998, *ApJ*, 497, 330
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Nielsen, E. L., Liu, M. C., Wahhaj, Z., et al. 2014, *ApJ*, 794, 158
- Perryman, M. A. C., Lindgren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1068
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Roberge, A., Kamp, I., Montesinos, B., et al. 2013, *ApJ*, 771, 69
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., et al. 2006, *ApJ*, 650, 414
- Smith, B. A., & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Spiegel, D. S., & Burrows, A. 2012, *ApJ*, 745, 174
- Stauffer, J., Tanner, A. M., Bryden, G., et al. 2010, *PASP*, 122, 885
- Tokunaga, A. T. 2000, in *Allen's astrophysical quantities*, 4th edn., ed. A. N. Cox, 143
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., et al. 2006, *A&A*, 460, 695
- Tuthill, P., Monnier, J., Danchi, W., Wishnow, E., & Haniff, C. 2000, *PASA*, 112, 555
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Weigelt, G. P. 1977, *Opt. Comm.*, 21, 55
- Wyatt, M. C., Smith, R., Su, K. Y. L., et al. 2007, *ApJ*, 663, 365
- Zuckerman, B., & Song, I. 2004, *ApJ*, 603, 738
- Zuckerman, B., & Song, I. 2012, *ApJ*, 758, 77
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., & Webb, R. A. 2001, *ApJ*, 562, L87

ARTICLE SUR LA CLÔTURE DE PHASE  
EN INTERFÉROMÉTRIE ANNULANTE VIA  
OPTIQUE INTÉGRÉE

**B**



## A new interferometer architecture combining nulling with phase closure measurements

S. Lacour,<sup>1</sup>★ P. Tuthill,<sup>2</sup> J. D. Monnier,<sup>3</sup> T. Kotani,<sup>4</sup> L. Gauchet<sup>1</sup> and P. Labeye<sup>5</sup>

<sup>1</sup>LESIA/Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

<sup>2</sup>Sydney Institute for Astronomy, School of Physics, The University of Sydney, NSW 2006, Australia

<sup>3</sup>Department of Astronomy, University of Michigan, 941 Dennison Building, Ann Arbor, MI 48109, USA

<sup>4</sup>National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

<sup>5</sup>CEA-LETI, MINATEC Campus, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France

Accepted 2014 February 5. Received 2013 December 8; in original form 2013 May 13

### ABSTRACT

Imaging the direct light signal from a faint exoplanet against the overwhelming glare of its host star presents one of the fundamental challenges to modern astronomical instrumentation. Achieving sufficient signal-to-noise ratio for detection by direct imaging is limited by three basic physical processes: aberration of the wavefronts (both instrumental and atmospheric), photon noise and detector noise. In this paper, we advance a novel optical setup which synthesizes the advantages of two different techniques: nulling interferometry to mitigate photon noise, and closure phase to combat optical aberrations. Our design, which employs technology from integrated optics and photonics, is intended to combine the advantageous aspects of both a coronagraph and a non-redundant interferometer inside a single optical device. We show that such an instrument would have a dynamic range limited by either (i) the readout noise (if perfect co-phasing), or (ii) the photon noise due to stellar flux leakage (in the case of imperfect nulling). This concept is optimal when the readout noise is not the main limitation, i.e. for space interferometry or for ground-based observations of bright stellar hosts (apparent magnitude brighter than 10).

**Key words:** instrumentation: high angular resolution – instrumentation: interferometers – techniques: high angular resolution – techniques: interferometric.

### 1 INTRODUCTION

The problem of obtaining high dynamic range imaging is encountered throughout astronomy, as often critical but faint physical processes are played out on a stage so remote so as to be buried in the glare of a bright stellar core. The advent of exoplanetary discovery and characterization has added dramatic impetus to the solution of this challenge, which is fundamentally limited by three basic noise processes with different statistical properties:

(i) *Phase noise*, also called speckle noise, arises from imperfect transfer of the wavefronts through the atmosphere and the instrument. This encompasses any optical perturbation that degrades the optical transfer function from ideal (e.g. the Airy pattern for a full circular aperture). Because phase noise redistributes the flux of the astronomical object in the image plane, it limits the dynamic range to a value which is independent of the brightness of the source.

(ii) *Photon noise* is proportional to the variance the number of photons. By diverting the flux from a bright on-axis stellar host away from the science camera, coronagraph designs are effective

also in suppressing the attendant photon noise from the host star, and thereby increasing the signal-to-noise ratio for detection of an off-axis exoplanet. In the photon-noise-limited regime, the dynamic range increases with the square root of the brightness.

(iii) *Readout noise*, including dark current, has a fixed value which does not depend on the brightness of the source. In the readout-noise-limited regime, the dynamic range obtained increases linearly as a function of the brightness of the target.

Of course, by considering only these three noises, we considerably simplify the problem of high dynamic range imaging. There are many sources of error and miscalibrations, such as blurring as a result of long integrations (compared to the coherence time), the effects of detector non-linearity, chromatic dispersion, bad pixels, field distortions, imperfect treatment of polarization and many more, which must be dealt with or accounted for separately.

But the best we can hope for is that the ultimate dynamic range of an imaging observation is limited by whichever one of the three *fundamental* noises predominates. Ideally, we want our experiment to operate in the detector-noise-limited regime (in which phase and photon noise are so well controlled as to be minor contributors) for which the dynamic range obtained is fixed for any given

★ E-mail: [sylvestre.lacour@obspm.fr](mailto:sylvestre.lacour@obspm.fr)

integration time. There are numerous approaches to mitigating photon and phase noise. For the case of photon noise from the bright host star masking the exoplanetary signal, the most direct approach is to spatially separate star and planetary light, for example by increasing the angular resolution of the telescope. Specific instrumental setups which combat photon noise are coronagraphs and nulling interferometers. In fact, these latter two devices are intimately related, and the operating principle of the four-quadrant phase mask coronagraph (Rouan et al. 2000) is highly analogous to that of a two-telescope interferometer nuller (Bracewell 1978): both techniques use a  $\pi$  delay on half of the stellar light to extinguish the source on-axis. To address the phase noise, the most direct approach is real-time correction of phase aberrations by means of an adaptive optics system. However, post-processing techniques have also proven valuable. For example, Speckle interferometry (Labeyrie et al. 1974) has been shown to be highly successful, as well as new methods like the Kernel phase (Martinache 2010), which is an extension of the well-established closure phases.

However, it turns out that post-processing techniques, such as the Kernel phase, are difficult to adapt to coronagraphic data sets (Lacour, Tuthill Perrin 2007). The assumptions underlying the Kernel phase are robust against small phase errors introduced by an instrument, but not against the major apodization and wavefront amplitude changes which occur in a coronagraph. As a result, the ‘Kernel space’ of the phases no longer exists, and the theory has to be recast. The philosophy of this paper is to propose a single optical system to optimize detection of high-contrast companions in the presence of both photon and wavefront phase noise. Our proposition is to optically combine, for the first time, a nulling interferometer (to combat photon noise) together with a classical three-telescope beam combiner (to make use of the self-calibrating closure phase observable – resilient against phase noise – commonly employed in optical interferometry).<sup>1</sup>

The mathematical foundation underlying the concept is presented in Section 2. Next, we sketch a realized instrument using this principle based on single-mode filtering and integrated optics (IO). Our analogue of a coronagraphic phase mask is performed by extinguishing the light in tri-couplers that we call nullers. These are presented in Section 3.1. The second stage of the detection process is achieved by combining the light from each of the nulled outputs to produce fringes and to allow measurement of a closure-phase-type observable. Such a combiner is presented Section 3.2 and simulated in Section 3.3. Finally, Section 4 discusses possible applications and extensions of this concept.

## 2 MATHEMATICAL BASIS

### 2.1 Coherence and nulling

The coherence of two light beams is defined as

$$C_{12} = \langle E_1 E_2^* \rangle, \quad (1)$$

where  $E_1$  and  $E_2$  are complex phasor representations of light beams such that the instantaneous electric field at some location labelled

<sup>1</sup> Note that this optical system must not be mistaken with the concept of *phase closure nulling* (Duvert et al. 2010) or *closure-phase nulling interferometer* (Danchi et al. 2006). These two papers propose reduction techniques using the closure phase observable on traditional optical setups (a three telescope interferometer on one hand, and a three-telescope nuller on the other hand). On the contrary here, we are proposing an optical architecture to enhance the signal of an extrasolar planet on the closure phase observable.

‘1’ at time  $t$  is given by

$$\psi_1 = \Re[E_1 \exp(2\pi i \nu t)], \quad (2)$$

and  $\langle \rangle$  denotes averaging over the detector integration time. For a quasi-monochromatic beam ( $\nu$  is the wavenumber), it is important to note that  $E_1$  and  $E_2$  are randomly varying quantities in both amplitude and phase, and that these random variations take place on time-scales comparable to the coherence time of the radiation, which is assumed to be very short compared to the detector integration time but long compared to  $1/\nu$ .

To take the simplest example of spatial coherence, we can consider two-point collectors of light at locations 1 and 2 which transmit light via mono-mode optical fibres to the point at which point the waves are interfered. The fibres will both delay the beams and lose some light, and the effect of the fibres can be represented by a complex antenna gain  $G$  for each fibre. The gain is stable over periods long compared with the detector integration time, meaning that for short integration time,  $G$  can also encompass the atmospheric amplitude and phase errors. If the phasors at the entrance of the fibres are  $E_1$  and  $E_2$  then at the exits of the fibres they are  $G_1 E_1$  and  $G_2 E_2$ . The interference pattern at the exit of the fibres will therefore have terms which depend on  $G_1 G_2^* \langle E_1 E_2^* \rangle$ . Nulling implies control of  $G_1$  and  $G_2$  so as to ensure destructive interference on a point source.

To take the simplest example of an interesting source, we can consider a binary system where the primary is located directly over the pair of collectors, such that the illumination of the primary (A) arrives simultaneously at both collectors, but the secondary (B) arrives slightly out of phase between the apertures due to the angular offset and the baseline. We can write this situation as

$$E_1 = E_A + E_B, \quad (3)$$

and

$$E_2 = E_A + \exp(i\theta) E_B, \quad (4)$$

where  $E_A$  and  $E_B$  are phasors representing mutually uncorrelated fields arriving from the primary and secondary, respectively. In this case, we have

$$E_1 E_2^* = |E_A|^2 + |E_B|^2 \exp(-i\theta) + E_A E_B^* \exp(-i\theta) + E_A^* E_B. \quad (5)$$

All the terms in this expansion of  $E_1 E_2^*$  are randomly varying on time-scales of the coherence time. In a simplified world where only the phases of  $E_A$  and  $E_B$  vary, then only the last two terms are random, but nevertheless,  $E_1 E_2^*$  describes a random quantity, and cannot be simply related to  $\langle E_1 E_2^* \rangle$ , which is a constant for a given object and baseline vector. The first two terms above have non-zero means when averaged over the response time of the detector while the latter two are zero-mean ( $\langle E_A E_B^* \rangle = 0$ ). Thus, the coherence detected at the output of the fibres is of the form

$$C_{12} = G_1 G_2^* \langle E_1 E_2^* \rangle \quad (6)$$

$$= G_1 G_2^* (\langle |E_A|^2 \rangle + \langle |E_B|^2 \rangle \exp(-i\theta)), \quad (7)$$

which can be related to the complex visibility of the binary star  $V_{12}$  as

$$C_{12} = G_1 G_2^* V_{12} (\langle |E_A|^2 \rangle + \langle |E_B|^2 \rangle), \quad (8)$$

with

$$V_{12} = \frac{\langle |E_A|^2 \rangle + \langle |E_B|^2 \rangle \exp(-i\theta)}{\langle |E_A|^2 \rangle + \langle |E_B|^2 \rangle}. \quad (9)$$

This complex visibility value is the normalized Fourier transform of the binary object. More importantly, the Van Cittert–Zernike

4020 *S. Lacour et al.*

theorem generalizes that demonstration to any type of object. Hence, equation (8) can be generalized to

$$C_{12} = G_1 G_2^* V_{12}, \quad (10)$$

where  $V_{12}$  is the complex Fourier transform of the brightness distribution, and  $C_{12}$  the coherence value after normalization by the total flux of the astronomical object.

The closure phase is then often calculated directly from the argument of the bispectrum:

$$\Phi_{\text{CP}} = \arg(B_{123}), \quad (11)$$

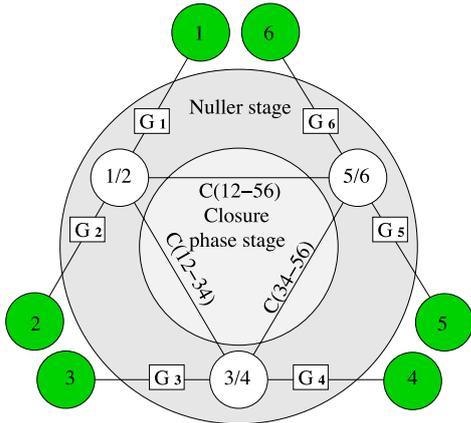
where  $B_{123}$  is a multiplication of the coherence terms forming a triangle:

$$B_{123} = C_{12} C_{23} C_{13}^*. \quad (12)$$

## 2.2 Closure phase on the combined nulled output

To combine the functionality of nulling with closure phase, the interferometer must operate on the following two basic principles. First, several beams must be combined pair-wise, while phase tracking is employed to produce an output for each which lies at an interferometric null. Secondly, the outputs of these beams must be combined with each other to retrieve the complex coherence of the light. Complex visibilities are extracted, and closure phase can be calculated. The closure phases should be equal to zero if the source is spatially coherent (such as a simple unresolved point source). On the contrary, if the source is not fully coherent (for example, due to the presence of a planet), the closure phase will deviate from zero. The main idea is that the null filters the majority of the stellar flux, enhancing the flux ratio between star to planet as well as the increasing the value of the closure phases.

Such an instrument is presented in a schematic view in Fig. 1, where we sketch a setup to combine six beams (represented as the green circles). Beam 1 is delayed and combined with beam 2 to give a null output in the circle (1/2). The same is done with beams 3 and 4, and with beams 5 and 6. These three nulled outputs are then



**Figure 1.** Schematic representation of a six-beam closure phase nuller. The input beams are represented here by the dark green circles. In the first (nulling) stage of the instrument, three nulled outputs are obtained: beam 1 is delayed by  $\pi$  and is combined with beam 2 to give the null (in the circle 1/2). Similarly beams 3 and 4, and beams 5 and 6 complete the triangle at the first nulling stage. In the second stage, interferometric recombination of these three fields yields coherence values which can be used to constraint the visibilities.

combined pair-wise to extract three coherency values:  $C_{12-34}$ ,  $C_{34-56}$  and  $C_{12-56}$ . The coherency values are now different from the one detailed in the previous section. They are obtained from a combination of four electric fields

$$C_{12-34} = \langle (G_1 E_1 + G_2 E_2)(G_3 E_3 + G_4 E_4)^* \rangle, \quad (13)$$

where  $G_1$  and  $G_2$  are the antenna gains to ensure destructive interference between  $E_1$  and  $E_2$ , as are  $G_3$  and  $G_4$  to ensure destruction of  $E_3$  and  $E_4$ .

Following the same approach as the one performed in Section 2.1, we can link these coherency values to the theoretical coherence of the light on the entrance beams

$$\begin{aligned} C_{12-34} &= G_1 G_3^* \langle E_1 E_3^* \rangle + G_1 G_4^* \langle E_1 E_4^* \rangle \\ &\quad + G_2 G_3^* \langle E_2 E_3^* \rangle + G_2 G_4^* \langle E_2 E_4^* \rangle \\ &= C_{13} + C_{14} + C_{23} + C_{24}, \end{aligned} \quad (14)$$

and to the spatial coherency values of the astronomical object

$$C_{12-34} = G_1 G_3^* V_{13} + G_1 G_4^* V_{14} + G_2 G_3^* V_{23} + G_2 G_4^* V_{24}, \quad (16)$$

according to equation (10). Interestingly enough, the spatial coherency of the baselines 12 and 34 does not appear in that relation.

Similarly to what is done in Section 2.1, a quantity equivalent to the closure phase can be calculated

$$\Phi_{\text{CPnull}} = \arg(B_{12-34-56}), \quad (17)$$

where  $B_{12-34-56}$  is a multiplication of the coherence terms between three nulls

$$B_{12-34-56} = (C_{12-34} C_{34-56} C_{12-56}^*). \quad (18)$$

Hence

$$\begin{aligned} B_{12-34-56} &= (G_1 G_3^* V_{13} + G_2 G_4^* V_{24} + G_1 G_4^* V_{14} + G_2 G_3^* V_{23}) \\ &\quad (G_3 G_5^* V_{35} + G_4 G_6^* V_{46} + G_3 G_6^* V_{36} + G_4 G_5^* V_{45}) \\ &\quad (G_1 G_5^* V_{15} + G_2 G_4^* V_{26} + G_1 G_6^* V_{16} + G_2 G_5^* V_{25})^*. \end{aligned} \quad (19)$$

To appreciate the closure phase's value  $\Phi_{\text{CPnull}}$ , it is essential to realize that this particular closure phase does not imply the closure of a triangle between three telescopes, but between three baselines: 1–2, 3–4 and 5–6. On a traditional version of the bispectrum, an important property of the triple product is that its values are equal to

$$B_{123} = C_{12} C_{23} C_{13}^* \quad (20)$$

$$= G_1 G_2^* V_{12} G_2 G_3^* V_{23} G_3 G_1^* V_{13}^* \quad (21)$$

$$= |G_1|^2 |G_2|^2 |G_3|^2 V_{12} V_{23} V_{13}^*. \quad (22)$$

As a consequence, for a point source ( $V_{12} = V_{23} = V_{14} = 1$ ), the bispectrum is real: the closure phase is null. The same property applies with the triple product calculated over a triangle of baselines if  $V_{12} = V_{13} = V_{14} = V_{23} = V_{24} = V_{34} = 1$

$$\begin{aligned} B_{12-34-56} &= (G_1 G_3^* + G_2 G_4^* + G_1 G_4^* + G_2 G_3^*) \\ &\quad (G_3 G_5^* + G_4 G_6^* + G_3 G_6^* + G_4 G_5^*) \\ &\quad (G_1 G_5^* + G_2 G_4^* + G_1 G_6^* + G_2 G_5^*)^* \end{aligned} \quad (23)$$

$$= (G_1 + G_2)(G_3 + G_4)^*(G_3 + G_4)(G_5 + G_6)^* \\ ((G_1 + G_2)(G_5 + G_6)^*)^* \quad (24)$$

$$= |G_1 + G_2|^2 |G_3 + G_4|^2 |G_5 + G_6|^2. \quad (25)$$

An important result of this demonstration is that if the beam is fully coherent, the closure phase obtained on three combined baselines is equally equal to zero:  $\arg(B_{12-34-56}) = 0$ . On the other hand, if one of the  $V_{ij}$  is not equal to 1, then  $\arg(B_{12-34-56})$  can be different from zero. The remaining issue is that, although  $\Phi_{\text{CPnull}} \neq 0$  reveals that there must be *some* departure from a simple unresolved source, it is not trivial to link it to a specific resolved structure. In other words, the  $\Phi_{\text{CPnull}}$  are not straightforwardly related to the visibilities, as were the classical  $\Phi_{\text{CP}}$ . In the following section of the paper, we demonstrate for a defined instrumental configuration that it is however possible to recover direct information about the  $V_{ij}$  from the coherency values  $C_{ij-kl}$ .

### 2.3 Relationship between spatial coherency and triple product

The triple product combination is obtained in equation (19) thanks to the derivation of the three coherence measurements  $C_{12-34}$ ,  $C_{34-56}$ ,  $C_{56-12}$ . Simplification of this equation is hard without any approximation. Fortunately, we can assume that *some* nulling is achieved. The nulls are maintained by controlling the electric field of each beam prior to the coupler. To that end, the antenna gains must be pairwise of equal amplitude, but in phase opposition

$$G_2 = G_1(\epsilon_2 - 1) \quad (26)$$

$$G_4 = G_3(\epsilon_4 - 1) \quad (27)$$

$$G_6 = G_5(\epsilon_6 - 1). \quad (28)$$

Of course, the better the phase tracking, the smaller the  $\epsilon_i$  and the better the nulling. Concerning the spatial coherency values, we will similarly assume that the object is close to having a point-like type of structure

$$V_{ij} = 1 + v_{ij} \quad (29)$$

with  $v_{ij}$  small. Hence, we can decompose the coherence vectors into three quantities of decreasing amplitudes

$$\begin{aligned} C_{12-34} &= G_1 G_3^* V_{13} + G_1 G_4^* V_{14} + G_2 G_3^* V_{23} + G_2 G_4^* V_{24} \\ &= G_1 G_3^* + G_1 G_4^* + G_2 G_3^* + G_2 G_4^* \\ &\quad + G_1 G_3^* v_{13} + G_1 G_4^* v_{14} + G_2 G_3^* v_{23} + G_2 G_4^* v_{24} \\ &= (G_1 + G_2)(G_3 + G_4)^* \\ &\quad + G_1 G_3^* v_{13} - G_1 G_3^* v_{14} - G_1 G_3^* v_{23} + G_1 G_3^* v_{24} \\ &\quad + G_1 G_3^* \epsilon_4^* v_{14} + \epsilon_2 G_1 G_3^* v_{23} + \epsilon_2 G_1 G_4^* v_{24} + G_2 G_3^* \epsilon_4^* v_{24} \\ &= G_1 G_3^* \epsilon_2 \epsilon_4^* + G_1 G_3^* [v_{13} - v_{14} - v_{23} + v_{24}] \\ &\quad + G_1 G_3^* [\epsilon_4^* v_{14} + \epsilon_2 v_{23} + (2\epsilon_2 \epsilon_4^* - \epsilon_2 - \epsilon_4^*) v_{24}]. \quad (30) \end{aligned}$$

The first term of equation (30) is the fully coherent part ( $G_1 G_3^* \epsilon_2 \epsilon_4^*$ ) of the electric field, corresponding to the flux from the main bright source which is leaking despite the null (e.g. due to incorrect phasing). A loss of contrast due to the nature of the incoming light, i.e.

## Combining nulling with phase closure 4021

$V \neq 1$ , is mainly encoded in the second term. It depends on  $V_{1234}$  as

$$V_{1234} = V_{13} - V_{14} - V_{23} + V_{24} = v_{13} - v_{14} - v_{23} + v_{24}. \quad (31)$$

The third and last term is different from zero if there is a combination of both a phase fluctuation and non-coherent light ( $\alpha \epsilon v$ ). It can be neglected with respect to the second term ( $\alpha v$ ) if the nulling is done at least partially:  $\epsilon \ll 1$ . It can be neglected with respect to the first term ( $\alpha \epsilon^2$ ) if the cophasing error is still dominant compared to the visibility loss due to the spatial coherency of the light:  $v \ll \epsilon$ . This is the case when the null is limited by instrumental aberrations instead of the resolved astrophysical object. Something likely to happen when pushing the device to its limit for very faint companion observations.

Thus, neglecting this third term ( $v \ll \epsilon \ll 1$ ), we can approximate the triple product to

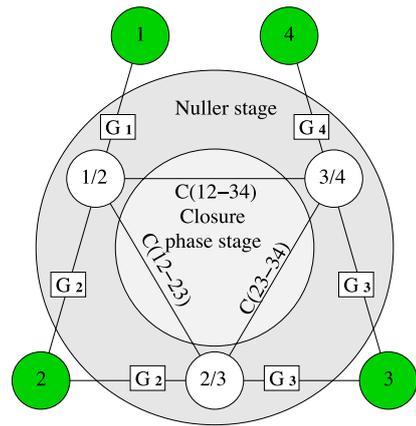
$$B_{12-34-56} \approx [G_1 G_3^* (\epsilon_2 \epsilon_4^* + V_{1234})] \times [G_3 G_5^* (\epsilon_4 \epsilon_6^* + V_{3456})] \\ \times [G_1 G_5^* (\epsilon_2 \epsilon_6^* + V_{1256})]^*. \quad (32)$$

Note that an additional simplification is possible if we assume small values for the closure phases ( $v \ll \epsilon^2$ ):

$$B_{12-34-56} \approx |G_1 G_3 G_5 \epsilon_2 \epsilon_4 \epsilon_6|^2 \left( 1 + \frac{V_{1234}}{\epsilon_2 \epsilon_4^*} + \frac{V_{3456}}{\epsilon_4 \epsilon_6^*} + \frac{V_{1256}^*}{\epsilon_6 \epsilon_2^*} \right). \quad (33)$$

However, the phase of the triple product still depends on the unknown terms due to phasing errors ( $\epsilon$ ). This is a real problem compared to classical closure phase which does not depend on optical aberrations. This is why it is necessary to diverge from the first concept presented in Fig. 1: we have to cophase all pairs of telescopes.

A way to do so is presented in Fig. 2. With respect to the previous scheme of Fig. 1, antennas 2 and 3 are merged into one, as well as antennas 4 and 5. With that scheme, the whole array is phased (with  $\pi$  delays):  $G_2 = G_1(\epsilon_2 - 1)$ ,  $G_3 = G_2(\epsilon_3 - 1)$  and  $G_4 = G_3(\epsilon_4 - 1)$ . From equation (30), assuming  $v \ll \epsilon \ll 1$  (but not necessarily



**Figure 2.** Schematic representation of a four-telescope closure phase nuller. The difference with respect to Fig. 1 is that the inputs 2 and 3, as well as 4 and 5, are merged into one. The goal is to cophase the whole array to produce the meaningful coherency values:  $C_{12-23}$ ,  $C_{23-34}$  and  $C_{12-34}$ . These values can be used to constrain the complex visibilities  $V_{1223}$ ,  $V_{2334}$  and  $V_{1234}$ . More specifically, the relation between the coherency values and the spatial coherence of the astronomical object is stated in equation (38).

4022 *S. Lacour et al.*

$v \ll \epsilon^2$ ), the coherence terms can be approximated to

$$C_{12-23} \approx G_1 G_2^* \epsilon_2 \epsilon_3^* + |G_0|^2 V_{1223} \quad (34)$$

$$C_{23-34} \approx G_2 G_3^* \epsilon_3 \epsilon_4^* + |G_0|^2 V_{2334} \quad (35)$$

$$C_{12-34} \approx G_1 G_3^* \epsilon_2 \epsilon_4^* + |G_0|^2 V_{1234}, \quad (36)$$

where  $|G_0|$  is an average of the amplitude gain of all antennas. Hence, we can write the following relation:

$$(C_{12-23} - |G_0|^2 V_{1223})(C_{23-34} - |G_0|^2 V_{2334})(C_{12-34} - |G_0|^2 V_{1234})^* \approx |G_1 G_2 G_3 \epsilon_2 \epsilon_3 \epsilon_4|^2 \quad (37)$$

or, keeping only the imaginary part

$$\Im \left[ \left( \frac{C_{12-23}}{|G_0|^2} - V_{1223} \right) \left( \frac{C_{23-34}}{|G_0|^2} - V_{2334} \right) \left( \frac{C_{12-34}}{|G_0|^2} - V_{1234} \right)^* \right] \approx 0. \quad (38)$$

Thus, even if we cannot use directly the triple product (as well as the closure phase), this relation is a way to retrieve the visibility information. According to it, the imaginary part of a combination of the coherence with the three terms ( $V_{12} - 1 - V_{13} - V_{23}$ ), ( $V_{23} - 1 - V_{24} + V_{34}$ ) and ( $V_{12} - V_{23} - V_{14} + V_{24}$ ) is always zero. These sum of visibilities are different from zero in the case of a resolved object, and can be found, for example, by fitting in the least-squares sense the  $a$ ,  $b$  and  $c$  complex values into the relation

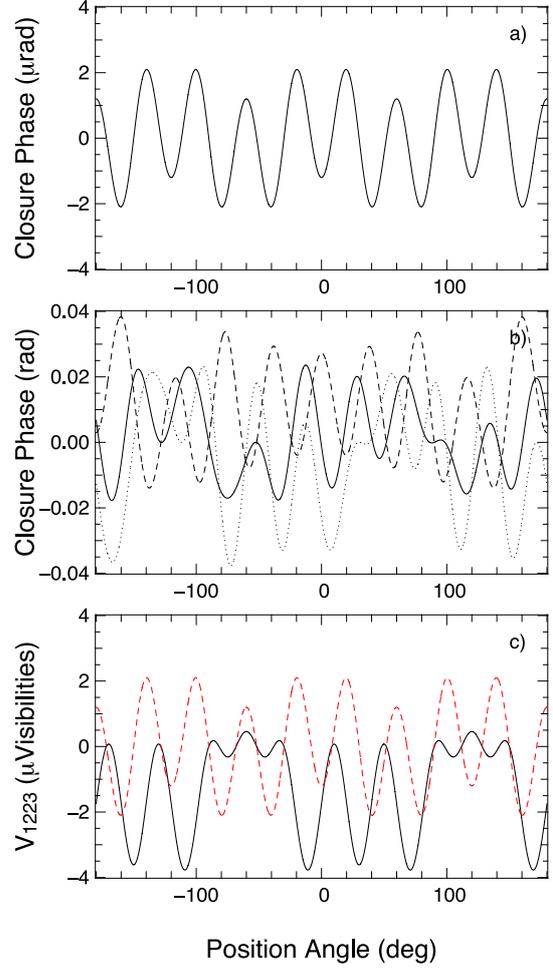
$$\Im [(C_{12-23} - a)(C_{23-34} - b)(C_{12-34} - c)^*] = 0. \quad (39)$$

Note that, indeed, we are not using directly the triple product (as well as the closure phase). However, the spatial coherency information can be derived from this equation.

## 2.4 Simulations

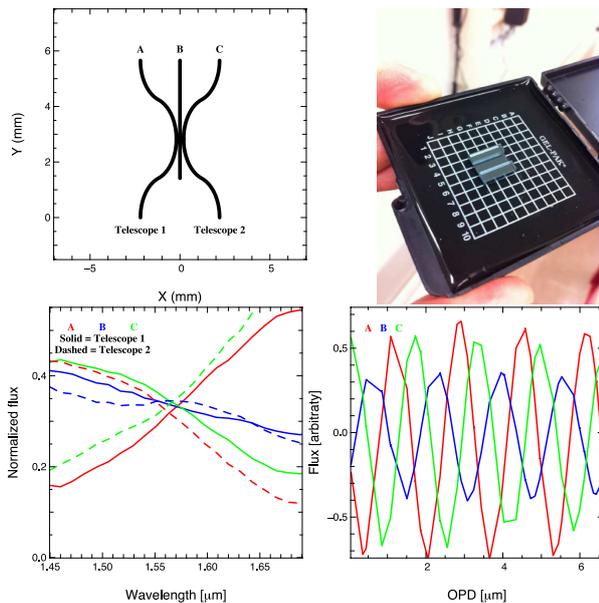
In this section, we compare the signal expected for a stellar companion on the (i) classical closure phases, (ii) baseline closure phases and (iii) sum of visibilities as obtained from equation (31). To do so, we simulated a stellar interferometer with four entrance beams, as presented in Fig. 2. Projected towards the stellar target, the geometry of the interferometer appears as three baselines of 1 m length rotated by  $120^\circ$  (corresponding to the baselines 12, 23 and 34 in Fig. 2). That is, beams 1 and 4 are situated at the same geographical location. The object is a star with a stellar companion  $10^6$  times fainter, separated by 500 mas at variable position angle. The wavelength is  $1.55 \mu\text{m}$ .

The upper panel of Fig. 3 plots the classical closure phase as calculated by  $\arg(C_{12} \cdot C_{23} \cdot C_{31})$ . Panels (b) and (c) of the same figure show the baseline closure phase  $\arg(C_{12-23} \cdot C_{23-34} \cdot C_{12-34}^*)$  and the visibilities ( $V_{12} - 1 - V_{13} + V_{23}$ ) (the real part in black, and the imaginary in red). Each plot is a function of the position angle of the target relative to the orientation of the interferometer (perpendicular to baseline 23). The upper and lower panels do not depend on the level of nulling. The small scales ( $\mu$  rad for the first plot,  $10^{-6}$  in visibility amplitude for the second) are due to the faintness of the companion. On the other hand, the closure phases as calculated in the middle panel are much higher. They depend heavily on the level of the null. For example, in solid black are the coherence term thanks to equation (30) using a level of nulling of the order of  $10^2$ :  $\epsilon_2 = 0.014$  and  $\epsilon_3 = -0.013i$  and  $\epsilon_4 = 0.02$ . The dashed and dotted lines correspond to other  $\epsilon$  values of similar amplitudes.



**Figure 3.** Stellar companion of flux  $10^{-6}$  as would be observed by a triangle stellar interferometer of 1 m baselines, as a function of the position angle of the companion. The three panels are, from top to bottom: (a) the classical closure phases as calculated by equation (12). (b) The closure phases on the nulled baselines as calculated by equation (18) and (17). The three curves correspond to three different cophasing errors of random values of the order of  $10^{-2}$  the antenna gains. The amplitude of the closure phase is enhanced by a factor  $\approx 10^4$ . However, the signal is highly dependent on the perturbations. (c) The real (black) and imaginary part (dashed red) of the sum of visibilities as defined by equation (31). Even if the amplitudes of the  $V_{1223}$  is small (compared to the closure phase), the detection is easier thanks to the reduced photon noise on the nulled output.

The closure phase signal is stronger in the middle panel with respect to the upper panel. It is a consequence of the nulling stage. By using a nulling at the level of  $10^2$  on the gain of each antenna, the signal increase by a factor  $\approx 10^4$ . However, as discussed in the previous section, the nulled closure phase are such that they depend heavily on the error in phase and amplitude. This explains why we are using the third panel, the visibilities, which we can adjust in equation (39). Even though that the  $V_{1223}$  are of the micro-level amplitude, their detection is easier because the spatial coherency values,  $C_{1223}$  are also very low, thanks to the nulling stage. With respect to the effect of photon noise, measuring  $V_{1223}$  from the  $C_{1223}$  values is therefore easier than measuring the closure phase from the  $C_{12}$  values.



**Figure 4.** Upper-left panel: routing of a tri-coupler. The light coming from the two-telescope entrances 1 and 2 is coupled by evanescence into the three outputs A, B and C. Upper-right panel: photo of the integrated tri-coupler tested in this paper. Lower-left panel: normalized flux on the three outputs of the ABC beam combiner. An ideal ABC beam combiner would split flux equally into the three outputs, as happens here at 1.56  $\mu\text{m}$ . At this wavelength the phase shifts between A and B and C and B are  $120^\circ$  (lower-right panel).

### 3 A PRACTICAL IMPLEMENTATION

#### 3.1 The nuller stage

In the following sections of this paper, we explore the performance of such an instrument if based on the IO technology. This is not a requirement for the concept presented in Section 2, but the combination of single-mode filtering and extreme stability makes this technology an excellent vehicle for this concept. The basic idea is that starlight can be injected into an array of polarization-preserving single-mode fibres, as was done in the FIRST (Huby et al. 2012) and Dragonfly (Jovanovic et al. 2012) instruments. The light can then be described by a limited number of properties (the amplitude, the wavelength, the phase and the polarization vectors). As in any astronomical interferometer, the value of importance is then the complex coherence values between each of the beams, since they convey the spatial information of the astronomical object. A classical optical interferometer would simply combine the beams and extract visibilities (the coherence values). However, as explained in Section 2, we also incorporate a first interferometric stage which extinguishes on-axis starlight before combining the beams to extract visibilities. This first nulling stage is based on a tri-coupler.

A tri-coupler was first proposed for beam combination by Labeye (2009). It was subsequently proposed for nulling by Hsiao, Winick & Monnier (2010). The routing is presented in the upper-left panel of Fig. 4. It works by evanescent coupling of light between one guide into three output waveguides. The lower-left panel of the same figure shows the measurements obtained on a test device made by NTT electronics. The IO device was calculated to have

#### Combining nulling with phase closure 4023

a 33.3/33.3/33.3 per cent<sup>2</sup> beam splitting ratio at a wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ . The idea is to use the A and C outputs for fringe tracking (where almost all the flux will be present) while on the B output the flux is extinguished by coherent combination. A  $\pi$  phase shifter can be either included inside the IO (and hence opening the possibility for a design which is achromatic), or outside the IO by the means of the delay lines already necessary for phase tracking (this is the option chosen here).

An important advantage of the tri-coupler is the three outputs: one null and two bright outputs give a perfect configuration for phase sensing. At 1.55  $\mu\text{m}$ , the phase shifters between A and B, and C and B are around  $120^\circ$ , with the flux equally split between the three outputs. This is an ideal compromise between two extremes: a 50/0/50 per cent or a 25/50/25 per cent beam combiner. On one hand the 50/0/50 per cent would have phase shifters equals to  $-90^\circ/0^\circ/90^\circ$ : perfect for fringe tracking but bad for nulling since no flux would be conveyed into the B output. On the other hand, the 25/50/25 per cent would maximize the output into the B values, but the energy conservations principle would force the phase shift to  $-180^\circ/0^\circ/180^\circ$ , hence making it useless for fringe tracking.

#### 3.2 The closure phase stage

The second part of the optical setup is geared to generate closure phase data. The basic idea is that due to phase errors, the nulls will not be perfect, and the best way to test the light for spatial structure is to generate closure phases: in the case of a perfectly coherent source, the closure phase will be zero. In the presence of an asymmetry (such as a high-contrast companion), the closure phase will in general produce a non-zero signal (see demonstration in Section 2).

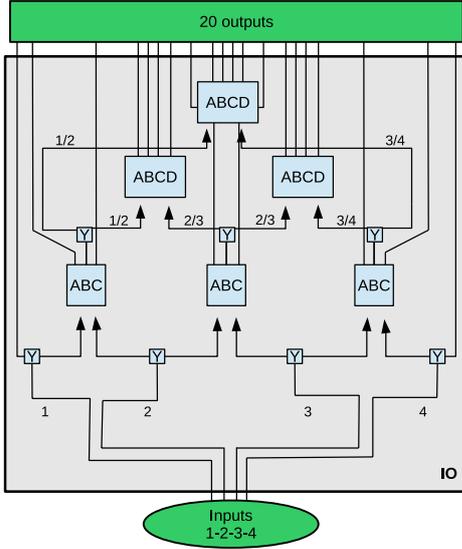
To derive closure phases, at least three beams are necessary. Since we want to have a nulling stage before, it means that six inputs are in theory necessary, as shown in Fig. 1. However, as demonstrated in Section 2.3, it is necessary to cophase all the telescopes to have a meaningful observable. Thus, we are using a schematic optical concept with only four input beams, as presented in Fig. 2. Practically, each beam is divided into two, before making interference to get the nulls between pairs of telescopes. So beam 2 is combined with 1 and 3, and beam 3 with 2 and 4. To respect the equilibrium in flux (required for a good null), beams 1 and 4 are also split in two, but half on the light is only used for photometric measurement. Each null output of the pairwise combinations are then combined with the others to derive the complex visibilities which will be used to compute the closure phases. On an IO device, it appears as shown in Fig. 5.

To model the effect of this complex beam combiner on the stellar light, we followed the nomenclature from Lacour et al. (2008). To be coherent with Section 2.1, we updated the principle to account for the antenna gains. Hence, the relationship between the electric field at the entrance of the interferometer ( $E_n$ ) and the electric field at the output ( $S_k$ ) is now

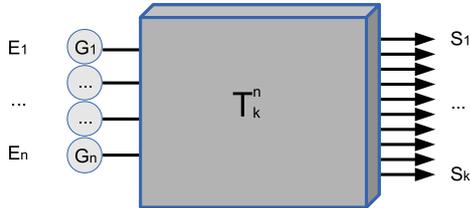
$$S_k = \sum_n T_k^n G_n E_n, \quad (40)$$

where both the transfer function  $T_k^n$  and the antenna gain  $G_n$  are represented in Fig. 6. On the detector, we have a measurement of the

<sup>2</sup> the coupling ratios are given for non-interfering light, i.e. when feeding only one arm of the tri-coupler.

4024 *S. Lacour et al.*


**Figure 5.** IO version of the principle shown in Fig. 2: inputs 2 and 3 are split into two to make six beams input to the nuller stage as before. Beams 1 and 4 are also split at the same first layer of Y junctions, but only one of the two output channels proceeds to the nuller for this case. For this configuration, the nuller stage interferes beams 1–2, beams 2–3 and beams 3–4 in the ABC tri-couplers. The final stage of the IO accepts the three nulled ‘B’ beams from the tri-couplers, which are again split in two, and obtains the complex coherences (and therefore closure phases). This beam recombination is done with the well-known ABCD beam combiner to produce the coherency values  $C_{12-23}$ ,  $C_{12-34}$  and  $C_{23-34}$ .



**Figure 6.** Theoretical representation of the optical setup. The relationship between the electric field at the entrance and the electric field at the output is  $S_k = \sum_n T_k^n G_n E_n$ . The complex antenna gains are the  $G_n$ . The optical transfer function of the instrument is encoded into the  $T_k^n$  values.

amplitude of the electric field, averaged over the detector integration time:

$$\langle |S_k|^2 \rangle = \left\langle \left| \sum_n T_k^n G_n E_n \right|^2 \right\rangle, \quad (41)$$

where  $\langle \rangle$  represent an average value over the detector integration time: long with respect to the coherence time of the electric field ( $\langle E_i \rangle \approx 0$ ), but short with respect to variations of the gains ( $\langle G_i \rangle \approx G_i$ ). This relation can be expanded to obtain a linear expression:

$$\langle |S_k|^2 \rangle = \Re \left[ \sum_n |T_k^n|^2 |G_n|^2 \langle |E_n|^2 \rangle + 2 \sum_n \sum_{m>n} T_k^n T_k^{m*} C_{nm} \right], \quad (42)$$

where  $C_{nm}$  are the coherence terms defined in equation (6).

Similarly, there is a linear relationship between the fluxes observed on the 20 outputs of the IO of Fig. 5 and the four elec-

trical input and antenna gains. It can be written as a product of two matrices

$$\begin{pmatrix} \langle |S^1|^2 \rangle \\ \vdots \\ \langle |S^K|^2 \rangle \end{pmatrix} = \Re \left[ \mathbf{V2PM}_a \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ |G_3|^2 \langle |E_3|^2 \rangle \\ |G_4|^2 \langle |E_4|^2 \rangle \\ C_{12} \\ C_{13} \\ C_{14} \\ C_{23} \\ C_{24} \\ C_{34} \end{pmatrix} \right] \quad (43)$$

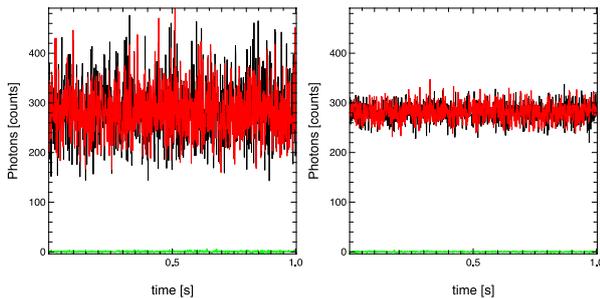
where the  $\mathbf{V2PM}_a$  is a 20 by 10 matrix made of a combination of the complex values  $T_k^n$ . The term  $\mathbf{V2PM}$  stands for ‘Visibility to Pixel Matrix’, and is a name frequently used in interferometry to address the problematic of the transfer function of an interferometer (e.g. Tatulli et al. 2007).

Alternatively, the  $C_{ij}$  terms can be combined into baseline coherence terms  $C_{ij-kl}$  using the linear relation spelled in equation (15). The  $\mathbf{V2PM}$  matrix is then changed according to the following equation:

$$\begin{pmatrix} \langle |S^1|^2 \rangle \\ \vdots \\ \langle |S^K|^2 \rangle \end{pmatrix} = \Re \left[ \mathbf{V2PM}_b \cdot \begin{pmatrix} |G_1|^2 \langle |E_1|^2 \rangle \\ |G_2|^2 \langle |E_2|^2 \rangle \\ |G_3|^2 \langle |E_3|^2 \rangle \\ |G_4|^2 \langle |E_4|^2 \rangle \\ C_{12} \\ C_{23} \\ C_{34} \\ C_{12-23} \\ C_{23-34} \\ C_{12-34} \end{pmatrix} \right]. \quad (44)$$

Note that the  $\mathbf{V2PM}_b$  is not anymore the *visibility to pixel matrix* in the strict sense. Both  $\mathbf{V2PM}_a$  and  $\mathbf{V2PM}_b$  are given for the beam combiner presented Fig. 5 in Appendix A. Of these two relations, the complex  $\mathbf{V2PM}_a$  matrix is equivalent to the optical transfer function of the beam combiner. It depends on the routing of the beam combiner, and can be calculated from theory according to the mapping presented in Fig. 5. Its terms are explicitly evaluated in equation (A1).

The  $\mathbf{V2PM}_a$  is complex matrix, and can be separated into a real and imaginary part. It then becomes a 20 by 16 matrix. This matrix is overconstrained, and as such, is uniquely invertible in the least-squares sense (by a singular value decomposition for example). However, inversion of this matrix does not preserve the fact that photon noise is input specific, and each ‘ABCD’ has a smaller level photon noise thanks to the low number of photons at these outputs. If we want to extract the  $C_{ij-kl}$  information separately, we have to use the  $\mathbf{V2PM}_b$  which is a linear combination of  $\mathbf{V2PM}_a$ .



**Figure 7.** Simulated data illustrating the theoretical performance of our beam combining architecture. Data depicts outputs from channels 1, 3 and 5 (black, red and green, respectively) from the beam combiner which correspond to the first, third and fifth line of the  $\mathbf{V2PM}_a$ . These are, respectively: (i) the photometric channel of input 1; (ii) the A output of the first ABC beam combiner and (iii) the second output of the first ABCD. Output signals were calculated using the  $\mathbf{V2PM}_a$  matrix with input the electric field of following properties. Absolute phase in each exposure was random, but differential phase between 1 and 2, between 2 and 3 and between 3 and 4: value  $\pi$  with 0.1 rad error (left-hand panel) and 0.01 rad error (right-hand panel). The average flux ratio between the null outputs (green) and the A output (red) is 100 (left-hand panel) and 10 000 (right-hand panel).

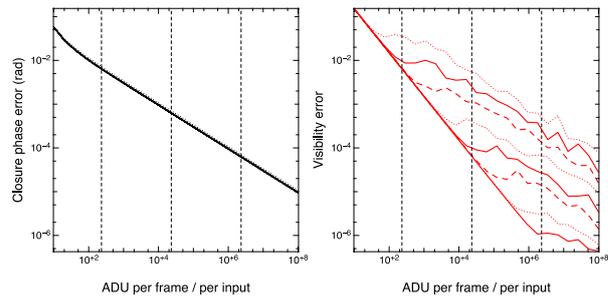
### 3.3 Dynamic range

We performed numerical simulations of the beam combiner architecture presented in the previous section. For comparison, we also modelled a classical four-beam combiner as used by the GRAVITY interferometer (Eisenhauer et al. 2011; Jocou et al. 2012). Our beam combiner is modelled using the matrix  $\mathbf{V2PM}_a$ . The ‘classical’ four-beam combiner is modelled by the  $\mathbf{V2PM}_{\text{GRAVITY}}$  in equation (A3) of Appendix A. It is the same one stated in equation 6 of Lacour et al. (2008).

The model consists in a point-like target ( $C_{ij} = G_i G_j^*$ ). Phasing errors due to atmospheric aberration or instrumental effects are simulated using an array of 10 000  $G_1, G_2, G_3$  and  $G_4$  complex antenna gains. A total of  $25 \times 8$  of such arrays were computed. First, different conditions of brightness of the source were simulated by 25 values ranging from 10 to  $10^8 e^-$  (detected photons) per integration time. Secondly, different level of phase tracking and injection stability were simulated by eight regimes of errors ranging from 0.2 to 0.001 rad rms (accompanied by an error ranging from 0.2 to 0.001 rms in amplitude ratio). From these arrays, signals at the output of the IO were computed from equation (43). The same input arrays were used to compute two data sets: for the first, we used  $\mathbf{V2PM}_a$ , and for the second we used  $\mathbf{V2PM}_{\text{GRAVITY}}$ . On each data set, photon noise was added, plus a background noise taken as  $\sigma_{\text{readout}} = 1e^-$  per sample. A subset of such data set is plotted in Fig. 7. It shows three outputs of the  $\mathbf{V2PM}_a$  for two different tracking accuracies.

From the second data set (simulating the GRAVITY beam combiner), we computed the closure phases in a ‘classical’ way. To do so, we multiplied the output flux with the inverse matrix of the  $\mathbf{V2PM}_{\text{GRAVITY}}$  matrix. Then, we get six arrays of complex visibility values, which are multiplied to give four triple products (the bispectrum). These triple products are then summed over a batch of 1000 integration times, and the closure phase is extracted by getting the arguments. Plotted in black in Fig. 8 is the accuracy of the closure phase measurement (in radians) calculated by taking the rms value of the different batches. As expected, the accuracy of the closure phase does not depend on the phasing of the inputs. Except at very low flux ( $N_{\text{photon}} < 10$  per frame), the accuracy follows a trend

## Combining nulling with phase closure 4025



**Figure 8.** Accuracy obtained on the closure phase (upper panel, on a ‘GRAVITY-like’ classical four-beam combiner) and visibilities (bottom panel, on the beam combiner described in Fig. 5) as a function of the number of photon counts per frame. The different curves correspond to different level of phasing. On a classical beam combiner, the closure phase eliminate the piston error, hence there is no dependence on the accuracy of the fringe tracking. However, for a beam combiner including a nuller, the phasing is important. The phasing error for each red curve from the top down corresponds to 0.2 (dot), 0.1 (solid), 0.05 (dash), 0.02 (dot), 0.01 (solid), 0.005 (dash), 0.002 (dot), 0.001 (solid) rad. The closure phase slope is a function of the square of the photon number. The red curves have two regimes: a readout noise regime, where the slope is a linear function of the number of photons, and a photon noise regime, where the limit comes from the remaining photon noise after nulling (the slope is a linear function of the square root of the number of photons). The better the phasing the lower the transition between the two regimes.

proportional to the square root of the number photons. This is the photon noise regime (an analytical description of photon noise can be found in Ireland 2013).

From the first data set (simulating our new beam combiner using  $\mathbf{V2PM}_a$ ), we used the inverse matrix of  $\mathbf{V2PM}_b$  to derive the complex value of  $C_{12-23}, C_{23-34}$  and  $C_{12-34}$ . We then used a Levenberg–Marquardt algorithm to obtain the  $a, b$  and  $c$  values which minimize the  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_1^{1000} [\Re[(C_{12-23} - a)(C_{23-34} - b)(C_{12-34} - c)^*]]^2. \quad (45)$$

Finally, the  $a, b$  and  $c$  values are normalized by the average transmission  $|G_0|^2$ , and the error obtained on the complex value is compared with the CP error in Fig. 8 (red curves).

Unsurprisingly, the dynamic range depends on the quality of the phase tracking. If the phase tracking is good, the accuracy – and hence the dynamic range – increases linearly as a function of the photon number. This is because we are in the readout limit regime: the dynamic range is proportional to the flux of the source. In Fig. 8, this limit comes from the  $1e^-$  readout noise and comes into play when the amplitudes of  $C_{12-23}, C_{23-34}$  and  $C_{12-34}$  are of that order. However, the phase tracking is sometimes not enough to reach that floor. Under these conditions, the accuracy of the  $a, b$  and  $c$  values are photon noise limited and decrease as a function of the square root of the number of photons – as happens with classical closure phases.

An interesting point to note is where the black curve cross the red curve, i.e. when nulling becomes more efficient than classical closure phase calculations. This point depends on the setup, and the configuration of the integrated optic (notably the tri-coupler equilibrium). However, it can be empirically estimated for a general setup. To do so, we have to consider that two-thirds of the light is lost for fringe tracking – this is equivalent to an increase of a factor 9 in the readout noise. For that loss to be compensated by the gain in

4026 *S. Lacour et al.*

terms of photon noise, the extinction must be a factor  $9^2 \times \sigma_{\text{readout}}$  on the nulled outputs. Hence, it means that the setup must receive at least  $81 e^-$  per integration time. This is roughly what we observe in Fig. 8.

## 4 DISCUSSION

### 4.1 Applications

Our beam combiner setup makes no difference between a multi-telescope long baseline interferometer, or a fibred pupil remapper as proposed by Perrin et al. (2006) or Baldwin & Haniff (2002). Hence, it can be used for both instruments. However, as mentioned in Section 3.3, for the nulling to be interesting, the gain in terms of photon noise must outweigh the loss due the photons discarded for the fringe tracking. This trade-off can be empirically determined. It roughly corresponds to a regime where the number of photons detected per integration time and per aperture is equal to 100 times the detector readout noise.

This means that this kind of interferometric nulling is valid either for long integration times, bright sources, or low readout noise detectors. Space applications may present a logical venue for this technique. Instead of modulating a nulled signal by rotating the interferometer, the closure relation would instantaneously probes the coherence of the light, and discriminates whether the residual flux beyond the nuller stage is due to bad phase tracking or spatially incoherent light due to the presence of a companion. Thanks to the relative stability of optical wavefronts in space, the integration times could be long enough to fully benefit from the nulling stage.

A second application is envisaged from ground-based visible wavelength observations. Thanks to low-noise L3CCD-type camera, readout noise can be low enough even with respect to the few photons collected during the integration time. However, the drawback of observing at visible wavelengths is that the coherence times are small (hence short integration time) and the cophasing difficult.

Lastly, an interesting development of this technique could be at near-infrared (near-IR) wavelengths. The new generation of IR avalanche photodiodes detectors (Finger et al. 2012) has shown readout noises below  $1 e^-$ . In the near-IR the atmospheric phase errors are more benign, and integration times can be longer. For example, in 10 ms, a 10 mag star delivers more than 2000 photons into a one metre square aperture in the *K* band. So to apply our rule of thumb, nulling could be useful on these kind of targets once the detector readout noise falls below  $5 e^-$ . A more complete analysis would need to include throughput, spectral dispersion, quantum efficiency and other technical details.

### 4.2 Possible improvements

Several improvements of this scheme can be imagined. The first is a more complex setup. Fig. 5 presents the simplest version of the concept with only four inputs, but we can imagine a similar combiner with any number of beams. Only the complexity of the routing would increase, and the size of the **V2PM**. Concerning the IO device, another interesting horizon of research is active optics (as already offered by Lithium Niobate), offering on-the-chip amplitude and phase control.

The second possible enhancement is to apply a weighting when fitting the *a*, *b* and *c* complex values in equation (45). To be more

accurate, it is also possible to decompose the complex values into a sum of real values (e.g.  $a = a_r + j.a_i$ ) and to take the imaginary part of  $(C_{12-23} - a)(C_{23-34} - b)(C_{12-34} - c)^*$  to get to a classical non-linearity optimization problem. Once generated, such weightings could then be used to preferentially emphasize integrations where the cophasing is at its best.

Finally, a possible arithmetical trick could be to stick with the description of the **V2PM**<sub>*a*</sub>, to determine the six complex values  $G_i G_j^* V_{ij}$ , and use the covariance matrix to project the data on a space of minimal variance. This would give the best dynamic range whenever the phasing is good or the photon number low. This is under study, and may be the subject of future work. But even if more elegant, this will not change the general conclusions of this paper.

### 4.3 Conclusions

In this paper, we presented a setup for a nuller which can be described by two optical stages:

- (i) A nulling stage, with the goal of extinguishing axial light of the central bright star.
- (ii) A set of ABCD beam combiners which combine the nulled outputs of the preceding stage, with the goal of characterizing the coherence of the remaining light in a manner robust against imperfect cophasing of the incoming stellar light.

We showed that such a system would have the advantage of low photon noise, and no phase noise. Instead of using the triple product of the bispectrum, we propose to fit the relation

$$\Im[(C_{12-23} - a)(C_{23-34} - b)(C_{12-34} - c)^*] = 0 \quad (46)$$

to the data. It relies on the coherence terms between the nulled output (the  $C_{ij-kl}$ ), and it has properties similar to closure phases. The *a*, *b* and *c* values can then be directly linked to the object visibilities, or more precisely to a combination of four visibilities. For example, *a* is proportional to  $V_{13} - V_{23} - V_{14} + V_{24}$ .

This setup could be interesting for ground based high-contrast direct detection of companions around bright stars, and also has potential as a space interferometer architecture.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by the DIM ACAV and the French National Agency for Research (ANR-13-JS05-0005-01). SL acknowledges fruitful discussions on the subject with Dr Micheal Ireland and Dr Hervé Le Coroller. The authors would also like to thank D. Buscher, the referee, for his insightful comments and contribution to Section 2.1.

## REFERENCES

- Baldwin J. E., Haniff C. A., 2002, Phil. Trans. R. Soc., 360, 969
- Bracewell R. N., 1978, Nature, 274, 780
- Danchi W. C., Rajagopal J., Kuchner M., Richardson L. J., Deming D., 2006, ApJ, 645, 1554
- Duvert G., Chelli A., Malbet F., Kern P., 2010, A&A, 509, A66
- Eisenhauer F. et al., 2011, The Messenger, 143, 16
- Finger G. et al., 2012, in Holland A. D., Beletic J. W., eds, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 8453, High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V. SPIE, Bellingham, p. 84530T

- Hsiao H.-K., Winick K. A., Monnier J. D., 2010, *Appl. Opt.*, 49, 6675  
 Huby E. et al., 2012, *A&A*, 541, A55  
 Ireland M. J., 2013, *MNRAS*, 433, 1718  
 Jocou L. et al., 2012, in Delplancke F., Rajagopal J. K., Malbet F., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 8445, Optical and Infrared Interferometry III*. SPIE, Bellingham, p. 84452X  
 Jovanovic N. et al., 2012, *MNRAS*, 427, 806  
 Labeye P., 2009, PhD thesis, Université Joseph Fourier, available at: <http://arxiv.org/abs/0904.3030>  
 Labeyrie A., Bonneau D., Stachnik R. V., Gezari D. Y., 1974, *ApJ*, 194, L147  
 Lacour S., Tuthill P., Perrin G., 2007, in Kalas P., ed., *Proc. In the Spirit of Bernard Lyot, The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*. Univ. California, Berkeley, CA  
 Lacour S. et al., 2008, in Schöller M., Danchi W. C., Delplancke F., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry*. SPIE, Bellingham, p. 701316  
 Martinache F., 2010, *ApJ*, 724, 464  
 Perrin G., Lacour S., Woillez J., Thiébaud É., 2006, *MNRAS*, 373, 747  
 Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y., Labeyrie A., 2000, *PASP*, 112, 1479  
 Tatulli E. et al., 2007, *A&A*, 464, 55

### APPENDIX A: NUMERICAL VERSION OF THE $\mathbf{V2PM}$ OF TWO IOs FOUR-BEAM COMBINER

$\mathbf{V2PM}_a$  and  $\mathbf{V2PM}_b$  can be calculated from theory according to the mapping presented in Fig. 5.  $\mathbf{V2PM}_b$  is a linear combination of  $\mathbf{V2PM}_a$ . Assuming 33/33/33 tri-couplers, and perfect ABCD (0,  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $3\pi/2$ ), they wrote

$$\mathbf{V2PM}_a = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{4}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24} \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24} \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24} \\ 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{4}{48} & \frac{1}{48} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} + \frac{1}{24} \\ 0 & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{48} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24}e^{i\pi} & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi} \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i\pi/2} \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & \frac{1}{24} + \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A1})$$

4028 *S. Lacour et al.*

and

$$\mathbf{V2PM}_b = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} & 0 \\ \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{48} & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24} & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24} \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi} \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i\pi/2} \\ 0 & \frac{1}{48} & \frac{2}{48} & \frac{1}{48} & 0 & \frac{1}{24} & \frac{1}{24} & 0 & 0 & \frac{1}{24}e^{i3\pi/2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} & \frac{1}{6} & 0 & 0 & \frac{1}{3}e^{-i2\pi/3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A2})$$

On the other hand, the theoretical **V2PM** of the GRAVITY instrument will be (from Lacour et al. 2008):

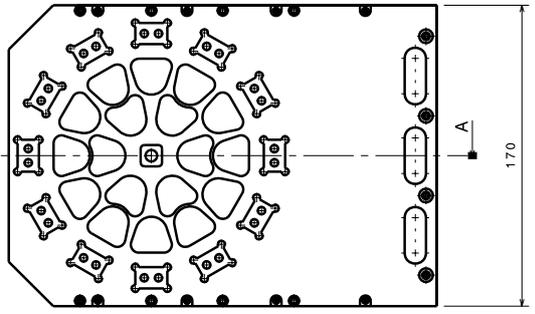
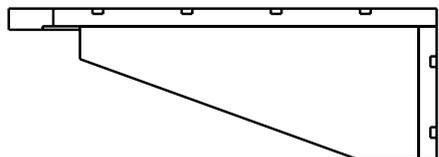
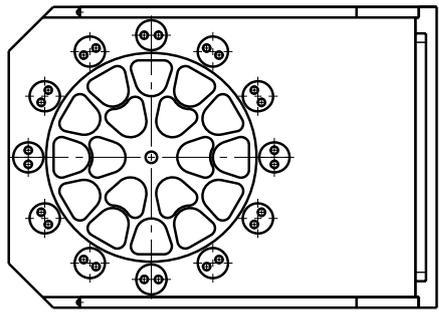
$$\mathbf{V2PM}_{\text{GRAVITY}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6} \\ \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} \\ \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} \\ \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} \\ \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & 0 & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i\pi/2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{12} & \frac{1}{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{6}e^{i3\pi/2} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A3})$$

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX/L\AA\TeX}$  file prepared by the author.

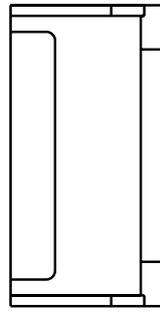
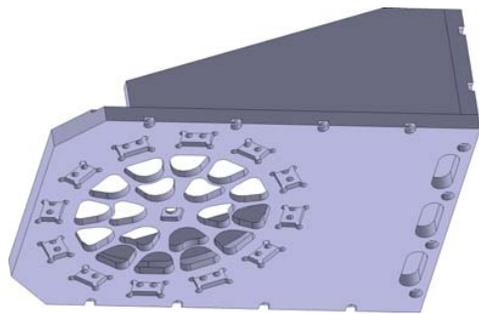
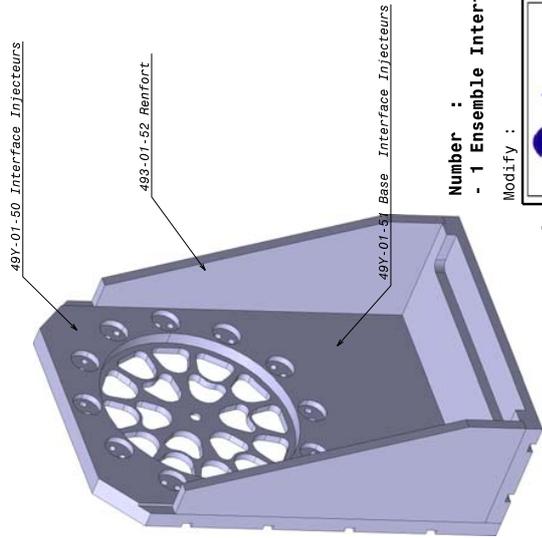
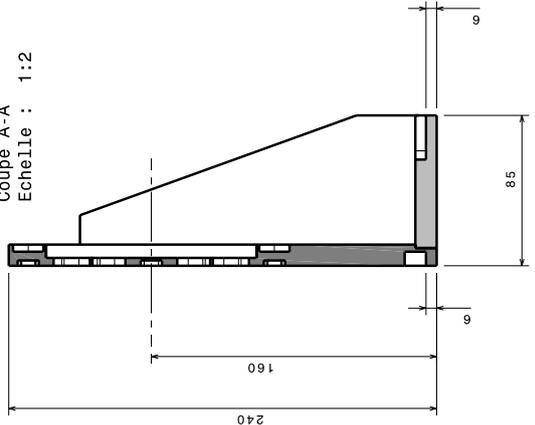


SCHÉMAS DE CONCEPTION DU  
SYSTÈME D'INJECTION

C



Coupe A-A  
Echelle : 1:2



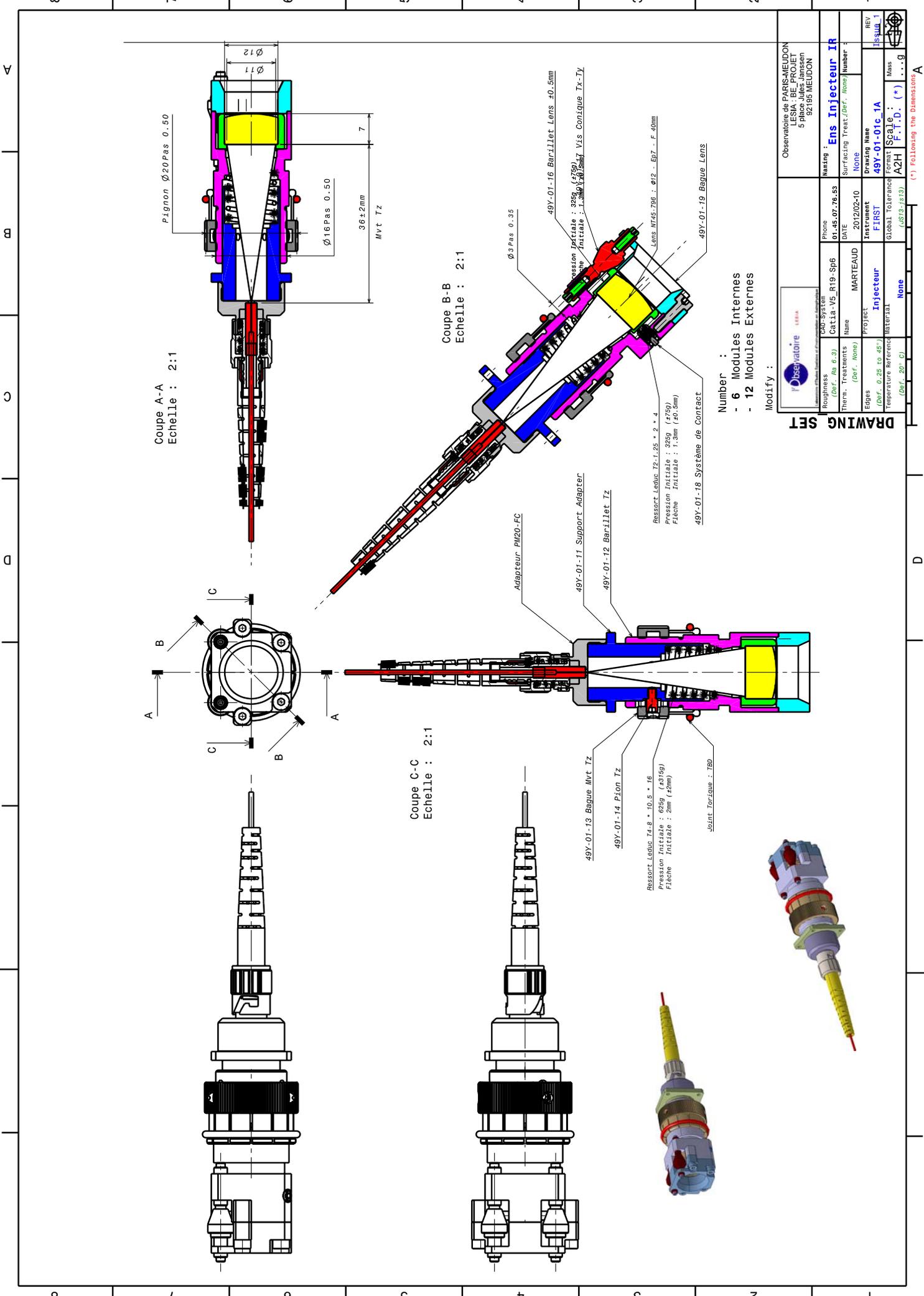
Number :  
- 1 Ensemble Interface Injecteurs Banc

Modify :

DRAWING SET

		TUD-System (Def. Re 6-3) CatLa-V5_R19_Sp6 Name MARTEAUD Project Injeteur Material None	Phone 01.45.07.76.53 DATE 2012/02-10 Instrument FIRST Global Tolerance (Def. 20 C) None	Naming : Ens Interface Banc Surfacing Treat. (Def. None) None Drawing Name 49Y-01-046_1A Format A2H (Def. 20 C)	Observatoire de PARIS-MEUDON LESIA / BE_PROJET 5 place Jules Janssen 92195 MEUDON
Roughness (Def. Ra 6.3) Edges (Def. 0.25 to 45°) Temperature Reference (Def. 20 C)	Project Injeteur Material None	Instrument FIRST Global Tolerance (Def. 20 C) None	Naming : Ens Interface Banc Surfacing Treat. (Def. None) None Drawing Name 49Y-01-046_1A Format A2H (Def. 20 C)	Observatoire de PARIS-MEUDON LESIA / BE_PROJET 5 place Jules Janssen 92195 MEUDON	REV Issue 1 Mass ...g ...g

(\*) Following the Dimensions A

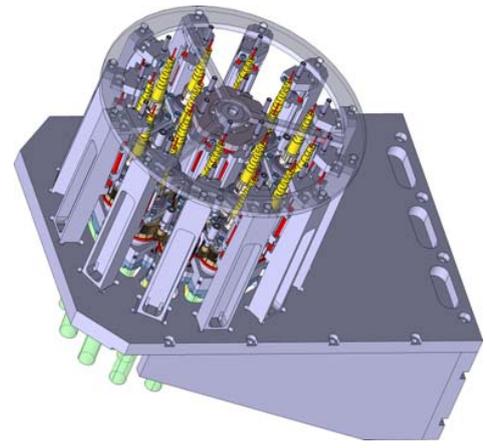
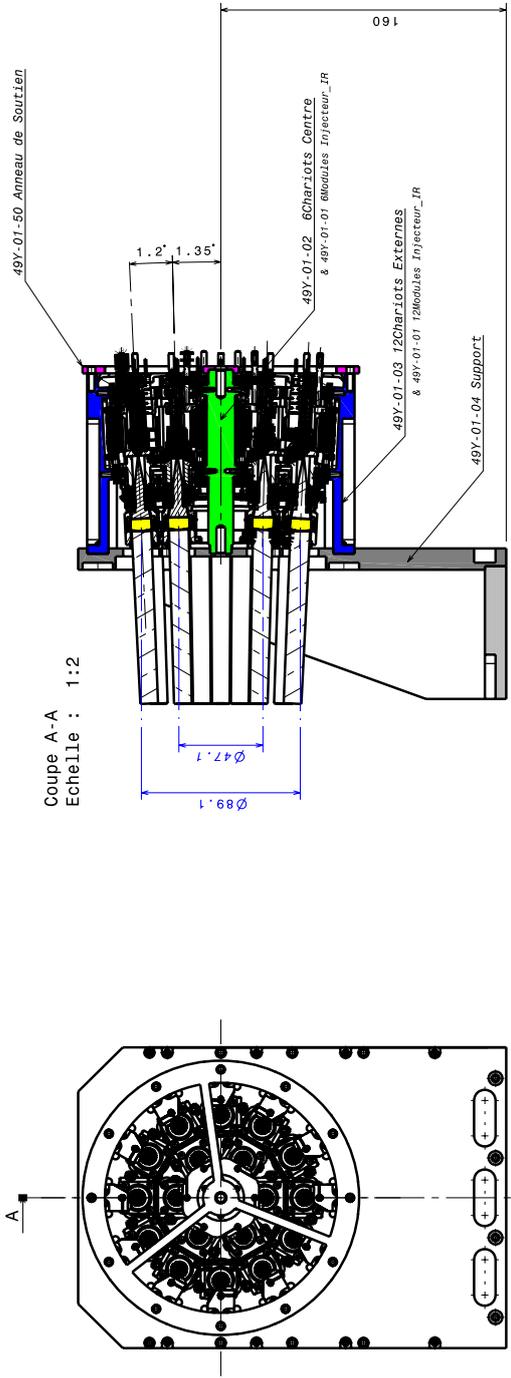


Number :  
- 6 Modules Internes  
- 12 Modules Externes

Modify :

**DRAWING SET**

		Observatoire de PARIS-MEUDON LESIA - BE - PROJET 5 place Jules Janssen 92195 MEUDON	
Roughness (Def. Ra 6.3)	UAD-System CatLa-V5_R19_Sp6	Phone 01.45.07.76.53	Naming : Ens Injecteur IR
Therm. Treatments (Def. None)	Name MARTEAUD	DATE 2012/02-10	Surfacing Treat.(Def. None) Number :
Edges (Def. 0.25 to 45°)	Project Injecteur	Instrument FIRST	Drawing Name 49Y-01-01c.1A
Temperature Reference (Def. 20 °C)	Material None	Global Tolerances (S13-15.19)	Format SCL10
			REV 1
			Mass A2H F.P.T.D. (*) ...g



Number :  
- 1 Ensemble Injecteurs FIRST\_IR

Modify :

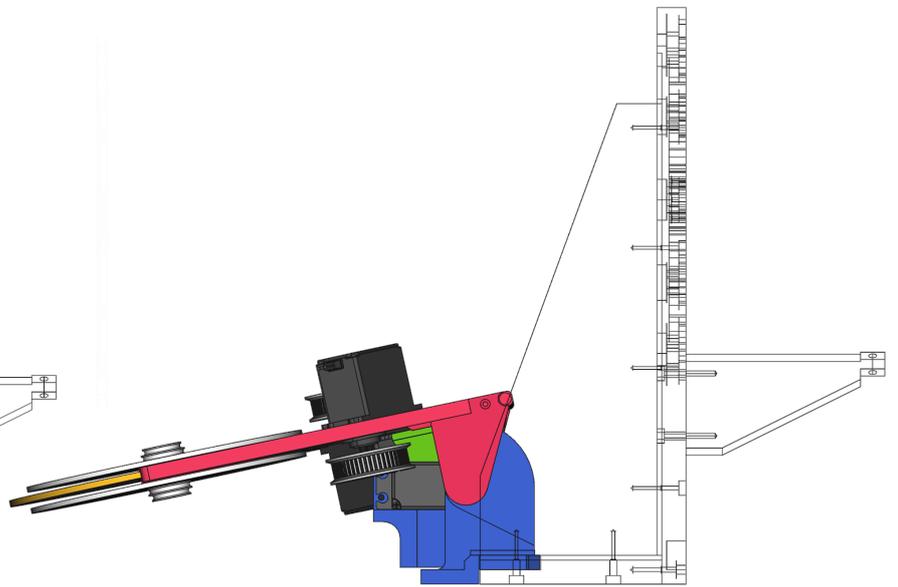
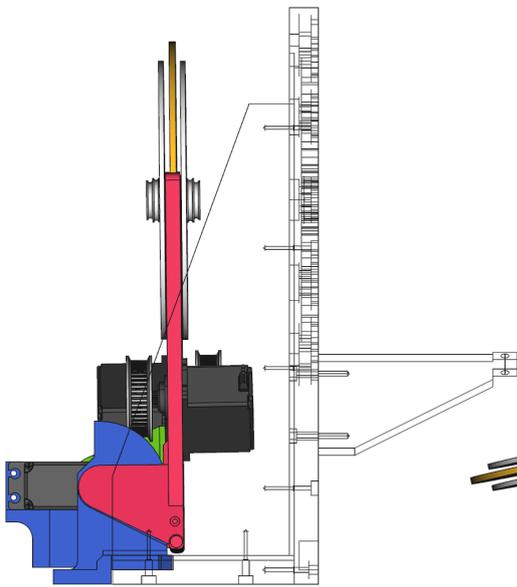
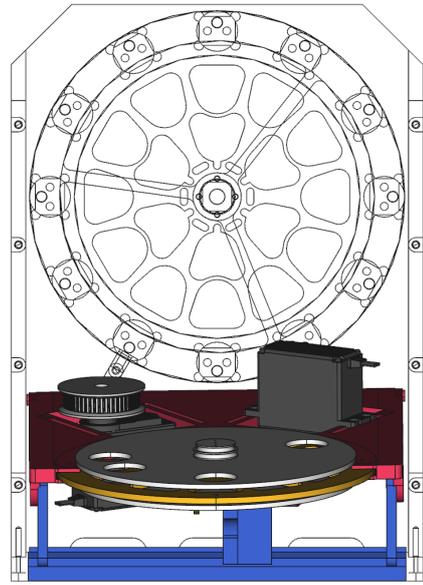
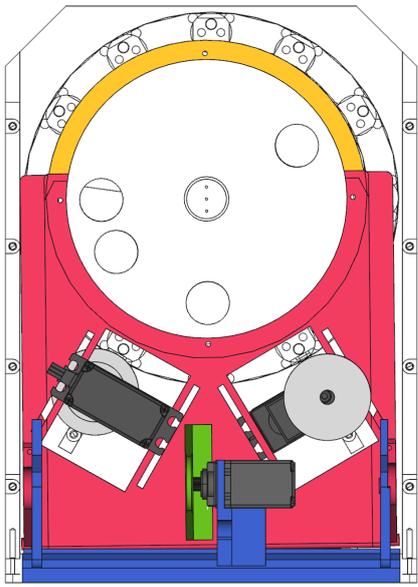
		TUD-System (Def. Re 6-3) CatLa-V5_R19_Sp6	Phone 01.45.07.76.53	Observatoire de PARIS-MEUDON LESIA / BE_PROJET 5 place Jules Janssen 92195 MEUDON
Thema... Treatments (Def. None)	Name MARTEAUD	DATE 2012/02-10	Surfacing Treat. (Def. None) None	Naming : Ens Injecteurs FIRST_IR
Edges (Def. 0.25 to 45°)	Project Injecteur	Instrument FIRST	Drawing Name 49Y-01-00c_1A	REV Issue 1
Temperature Reference Material None	Global Tolerance (Def. 20 C)	Format A2H	Scale A2H	Mass ...g

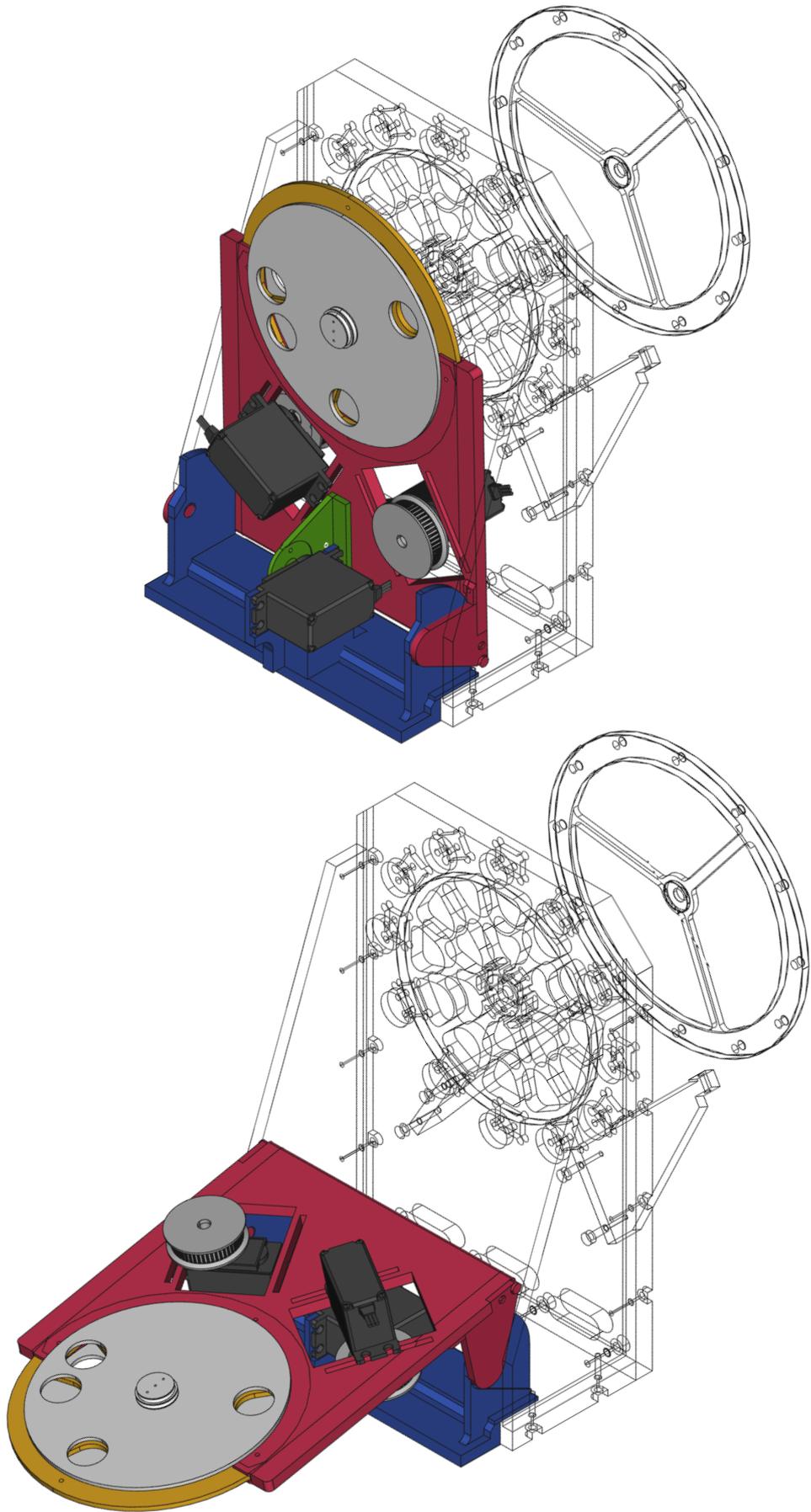
DRAWING SET

(\*) Following the Dimensions A

# CONCEPTION DU MASQUE OCCULTANT

# D







# BIBLIOGRAPHIE

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lagrange, A.-M., Chauvin, G., Lazareff, B., Zins, G., Haguenaier, P., Jocu, L., Kern, P., Millan-Gabet, R., Rochat, S., et Traub, W. Searching for faint companions with VLTI/PIONIER : i. method and first results? *Astronomy & Astrophysics*, 535, p. A68, Novembre 2011. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201117719>.
- Allard, F., Homeier, D., et Freytag, B. Models of very-low-mass stars, brown dwarfs and exoplanets. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 370(1968), p. 2765–2777, Juin 2012. ISSN 1364-503X, 1471-2962. URL <http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/370/1968/2765>. PMID : 22547243.
- Aumann, H. H. IRAS observations of matter around nearby stars. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 97, p. 885, Octobre 1985. ISSN 0004-6280, 1538-3873. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985PASP...97..885A>.
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., de Jong, T., Houck, J. R., Low, F. J., Neugebauer, G., Walker, R. G., et Wesselius, P. R. Discovery of a shell around alpha lyrae. *The Astrophysical Journal*, 278, p. L23, Mars 1984. ISSN 0004-637X, 1538-4357. URL <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/184214>.
- Baines, Ellyn K., White, Russel J., Huber, Daniel, Jones, Jeremy, Boyajian, Tabetha, McAlister, Harold A., Brummelaar, Theo A. ten, Turner, Nils H., Sturmann, Judit, Sturmann, Laszlo, Goldfinger, P. J., Farrington, Christopher D., Riedel, Adric R., Ireland, Michael, Braun, Kaspar von, et Ridgway, Stephen T. The CHARA array angular diameter of HR 8799 favors planetary masses for its imaged companions. *ApJ*, 761(1), p. 57, Décembre 2012. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/761/1/57>.
- Baldwin, J. E., Haniff, C. A., Mackay, C. D., et Warner, P. J. Closure phase in high-resolution optical imaging. *Nature*, 320(6063), p. 595–597, 1986. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v320/n6063/abs/320595a0.html>.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., et Hauschildt, P. Evolutionary models for metal-poor low-mass stars. lower main sequence of globular clusters and halo field stars. *A&A*, Avril 1997. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9704144>. arXiv : astro-ph/9704144.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., et Hauschildt, P. H. Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams.

- A&A*, 337, p. 403–412, Septembre 1998. ISSN 0004-6361. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...337..403B>.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., et Hauschildt, P. H. Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. the case of HD 209458. *A&A*, 402 (2), p. 701–712, Mai 2003. ISSN 0004-6361, 1432-0756. URL <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2003/17/aa3343/aa3343.html>.
- Benisty, M., Berger, J.-P., Labeye, P., Malbet, F., Perraut, K., et Kern, P. An integrated optics beam combiner for the second generation VLTI instruments | astronomy & astrophysics (A&A). <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2009/17/aa11083-08/aa11083-08.html>, Mai 2009. URL <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2009/17/aa11083-08/aa11083-08.html>.
- Binks, A. S. et Jeffries, R. D. A lithium depletion boundary age of 21 myr for the beta pictoris moving group. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 438(1), p. L11–L15, Février 2014. ISSN 1745-3925, 1745-3933. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014MNRAS.438L..11B>.
- Boccaletti, Anthony, Thalmann, Christian, Lagrange, Anne-Marie, Janson, Markus, Augereau, Jean-Charles, Schneider, Glenn, Milli, Julien, Grady, Carol, Debes, John, Langlois, Maud, Mouillet, David, Henning, Thomas, Dominik, Carsten, Maire, Anne-Lise, Beuzit, Jean-Luc, Carson, Joseph, Dohlen, Kjetil, Engler, Natalia, Feldt, Markus, Fusco, Thierry, Ginski, Christian, Girard, Julien H., Hines, Dean, Kasper, Markus, Mawet, Dimitri, Ménard, François, Meyer, Michael R., Moutou, Claire, Olofsson, Johan, Rodigas, Timothy, Sauvage, Jean-Francois, Schlieder, Joshua, Schmid, Hans Martin, Turatto, Massimo, Udry, Stephane, Vakili, Farrokh, Vigan, Arthur, Wahhaj, Zahed, et Wisniewski, John. Fast-moving features in the debris disk around AU microscopii. *Nature*, 526(7572), p. 230–232, Octobre 2015. ISSN 0028-0836. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v526/n7572/full/nature15705.html>.
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., Allard, F., Mordasini, C., Beust, H., Chauvin, G., Girard, J. H. V., Homeier, D., Apai, D., Lacour, S., et Rouan, D. The near-infrared spectral energy distribution of  $\beta$  pictoris b. *Astronomy & Astrophysics*, 555, p. A107, Juillet 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201220838>.
- Bonnefoy, M., Currie, T., Marleau, G.-D., Schlieder, J. E., Wisniewski, J., Carson, J., Covey, K. R., Henning, T., Biller, B., Hinz, P., Klahr, H., Marsh Boyer, A. N., Zimmerman, N., Janson, M., McElwain, M., Mordasini, C., Skemer, A., Bailey, V., Defrère, D., Thalmann, C., Skrutskie, M., Allard, F., Homeier, D., Tamura, M., Feldt, M., Cumming, A., Grady, C., Brandner, W., Helling, C., Witte, S., Hauschildt, P., Kandori, R., Kuzuhara, M., Fukagawa, M., Kwon, J., Kudo, T., Hashimoto, J., Kusakabe, N., Abe, L., Brandt, T., Egner, S., Guyon, O., Hayano, Y., Hayashi, M., Hayashi, S., Hodapp, K., Ishii, M., Iye, M., Knapp, G., Matsuo, T., Mede, K., Miyama, M., Morino, J.-I., Moro-Martin, A.,

- Nishimura, T., Pyo, T., Serabyn, E., Suenaga, T., Suto, H., Suzuki, R., Takahashi, Takami, M., Takato, N., Terada, H., Tomono, D., Turner, E., Watanabe, M., Yamada, T., Takami, H., et Usuda, T. Characterization of the gaseous companion  $\kappa$  andromedae b : New keck and LBTI high-contrast observations. *Astronomy & Astrophysics*, 562, p. A111, Février 2014. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201322119>.
- Bracewell, R. N. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274 (5673), p. 780–781, Août 1978. ISSN 0028-0836, 1476-4687. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/274780a0>.
- Cameron, A. G. W. Physics of the primitive solar accretion disk. *The Moon and the Planets*, 18(1), p. 5–40, Février 1978. ISSN 0165-0807, 1573-0794. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00896696>.
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Apai, D., Allard, F., Ehrenreich, D., Girard, J. H. V., Mouillet, D., et Rouan, D. Orbital characterization of the  $\beta$  pictoris b giant planet. *Astronomy and Astrophysics*, 542, p. A41, Juin 2012. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2012/06/aa18346-11/aa18346-11.html>.
- Chen, Christine H., Fitzgerald, Michael P., et Smith, Paul S. A possible icy kuiper belt around HD 181327. *The Astrophysical Journal*, 689(1), p. 539–544, Décembre 2008. ISSN 0004-637X, 1538-4357. URL <http://arxiv.org/abs/0808.2273>. arXiv : 0808.2273.
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., Beichman, C. A., Carpenter, J. M., Chester, T., Cambresy, L., Evans, T., Fowler, J., Gizis, J., Howard, E., Huchra, J., Jarrett, T., Kopan, E. L., Kirkpatrick, J. D., Light, R. M., Marsh, K. A., McCallon, H., Schneider, S., Stiening, R., Sykes, M., Weinberg, M., Wheaton, W. A., Wheelock, S., et Zacarias, N. 2MASS All-Sky catalog of point sources (Cutri+ 2003). *VizieR Online Data Catalog*, 2246, p. 0, Mars 2003. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003yCat.2246....0C>.
- Ducati, J. R. Catalogue of stellar photometry in johnson’s 11-color system. *VizieR Online Data Catalog*, 2237, p. 0, 2002.
- Foo, Gregory, Palacios, David M., et Swartzlander, Grover A. Optical vortex coronagraph. *Opt. Lett.*, *OL*, 30(24), p. 3308–3310, Décembre 2005. ISSN 1539-4794. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=ol-30-24-3308>.
- Gauchet, L., Lacour, S., Lagrange, A.-M., Ehrenreich, D., Bonnefoy, M., Girard, J. H., et Boccaletti, A. Sparse aperture masking at the VLT - II. detection limits for the eight debris disks stars  $\beta$  pic, AU mic, 49 cet,  $\eta$  tel, fomalhaut, g lup, HD 181327 and HR 8799. *A&A*, 595, p. A31, Novembre 2016. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201526404>.
- Gillon, Michaël, Jehin, Emmanuël, Lederer, Susan M., Delrez, Laetitia, de Wit, Julien, Burdanov, Artem, Van Grootel, Valérie, Burgasser, Adam J., Triaud, Amaury H. M. J.,

- Opitom, Cyrielle, Demory, Brice-Olivier, Sahu, Devendra K., Bardalez Gagliuffi, Daniella, Magain, Pierre, et Queloz, Didier. Temperate earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. *Nature*, 533(7602), p. 221–224, Mai 2016. ISSN 0028-0836, 1476-4687. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nature17448>.
- Gray, R. O. et Corbally, C. J. An expert computer program for classifying stars on the MK spectral classification system. *The Astronomical Journal*, 147, p. 80, 2014. ISSN 0004-6256. URL <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2014AJ....147...80G>.
- Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., McFadden, M. T., Bubar, E. J., McGahee, C. E., O'Donoghue, A. A., et Knox, E. R. Contributions to the nearby stars (NStars) project : Spectroscopy of stars earlier than m0 within 40 pc—The southern sample. *AJ*, 132(1), p. 161, Juillet 2006. ISSN 1538-3881. URL <http://iopscience.iop.org/1538-3881/132/1/161>.
- Greenbaum, Alexandra Z., Pueyo, Laurent, Sivaramakrishnan, Anand, et Lacour, Sylvestre. An image-plane algorithm for JWST's non-redundant aperture mask data. *ApJ*, 798(2), p. 68, Janvier 2015. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/798/2/68>.
- Haniff, C. A., Mackay, C. D., Titterton, D. J., Sivia, D., Baldwin, J. E., et Warner, P. J. The first images from optical aperture synthesis. *Nature*, 328(6132), p. 694–696, 1987. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v328/n6132/abs/328694a0.html>.
- Hinkley, Sasha, Carpenter, John M., Ireland, Michael J., et Kraus, Adam L. Observational constraints on companions inside of 10 AU in the HR 8799 planetary system. *The Astrophysical Journal Letters*, 730, p. L21, 2011. ISSN 0004-637X. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJ...730L..21H>.
- Holmberg, J., Nordström, B., et Andersen, J. The Geneva-Copenhagen survey of the solar neighbourhood. *Astronomy and Astrophysics*, 501(3), p. 941–947, Juillet 2009. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/200811191>.
- Huby, E., Duchêne, G., Marchis, F., Lacour, S., Perrin, G., Kotani, T., Choquet, é., Gates, E. L., Lai, O., et Allard, F. FIRST, a fibered aperture masking instrument : II. spectroscopy of the capella binary system at the diffraction limit. *Astronomy & Astrophysics*, 560, p. A113, Décembre 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201321894>.
- Huby, E., Perrin, G., Marchis, F., Lacour, S., Kotani, T., Duchêne, G., Choquet, E., Gates, E. L., Woillez, J. M., Lai, O., Fédou, P., Collin, C., Chapron, F., Arslanyan, V., et Burns, K. J. FIRST, a fibered aperture masking instrument : I. first on-sky test results. *Astronomy & Astrophysics*, 541, p. A55, Mai 2012. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201118517>.
- Janson, Markus, Carson, Joseph C., Lafrenière, David, Spiegel, David S., Bent, John R., et Wong, Palmer. Infrared non-detection of fomalhaut b : Implications for the planet

- interpretation. *ApJ*, 747(2), p. 116, 2012. ISSN 0004-637X. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/747/i=2/a=116>.
- Jennison, R. C. A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. *Mon Not R Astron Soc*, 118(3), p. 276–284, Juin 1958. ISSN 0035-8711. URL <https://academic.oup.com/mnras/article/118/3/276/2602209/A-Phase-Sensitive-Interferometer-Technique-for-the>.
- Jovanovic, N., Tuthill, P. G., Norris, B., Gross, S., Stewart, P., Charles, N., Lacour, S., Ams, M., Lawrence, J. S., Lehmann, A., Niel, C., Robertson, J. G., Marshall, G. D., Ireland, M., Fuerbach, A., et Withford, M. J. Starlight demonstration of the dragonfly instrument : an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging : Starlight demonstration of dragonfly. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1), p. 806–815, Novembre 2012. ISSN 00358711, 13652966. URL <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1111/j.1365-2966.2012.21997.x>.
- Kalas, Paul, Graham, James R., Chiang, Eugene, Fitzgerald, Michael P., Clampin, Mark, Kite, Edwin S., Stapelfeldt, Karl, Marois, Christian, et Krist, John. Optical images of an exosolar planet 25 light years from earth. *Science*, 322(5906), p. 1345–1348, Novembre 2008. ISSN 0036-8075, 1095-9203. URL <http://arxiv.org/abs/0811.1994>. arXiv : 0811.1994.
- Kalas, Paul, Graham, James R., et Clampin, Mark. A planetary system as the origin of structure in fomalhaut’s dust belt. *Nature*, 435(7045), p. 1067–1070, 2005. ISSN 0028-0836. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v435/n7045/full/nature03601.html>.
- Kalas, Paul, Graham, James R., Clampin, Mark C., et Fitzgerald, Michael P. First scattered light images of debris disks around HD 53143 and HD 139664. *ApJ*, 637(1), p. L57, Janvier 2006. ISSN 1538-4357. URL <http://iopscience.iop.org/1538-4357/637/1/L57>.
- Kalas, Paul, Liu, Michael C., et Matthews, Brenda C. Discovery of a large dust disk around the nearby star AU microscopii. *Science*, 303(5666), p. 1990–1992, Mars 2004. ISSN 0036-8075, 1095-9203. URL <http://www.sciencemag.org/content/303/5666/1990>. PMID : 14988511.
- Kawachi, Masao. Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components. *Opt Quant Electron*, 22(5), p. 391–416, Septembre 1990. ISSN 0306-8919, 1572-817X. URL <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02113964>.
- Kennedy, Grant M. et Kenyon, Scott J. Planet formation around stars of various masses : Hot Super-Earths. *ApJ*, 682(2), p. 1264, Août 2008. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/682/2/1264>.
- Kenworthy, Matthew A., Mamajek, Eric E., Hinz, Philip M., Meyer, Michael R., Heinze, Aren N., Miller, Douglas L., Sivanandam, Suresh, et Freed, Melanie. MMT/AO 5?m

- IMAGING CONSTRAINTS ON THE EXISTENCE OF GIANT PLANETS ORBITING FOMALHAUT AT 13-40 AU. *The Astrophysical Journal*, 697(2), p. 1928–1933, Juin 2009. ISSN 0004-637X, 1538-4357. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/697/i=2/a=1928?key=crossref.7c3f225a0e55dccc437787a3d05eeceb>.
- Kenworthy, Matthew A., Meshkat, Tiffany, Quanz, Sascha P., Girard, Julien H., Meyer, Michael R., et Kasper, Markus. Coronagraphic observations of fomalhaut at solar system scales. *ApJ*, 764(1), p. 7, Février 2013. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/764/1/7>.
- Kern, Pierre et Malbet, Fabien. *Astrofib'96 : Integrated optics for Astronomical interferometry*. 1997. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997ioai.book.....K>.
- Lacour, S., Jocou, L., Moulin, T., Labeye, P. R., Benisty, M., Berger, J.-P., Delboulbé, A., Haubois, X., Herwats, E., Kern, P. Y., Malbet, F., Rousset-Perraut, K., et Perrin, G. Characterization of integrated optics components for the second generation of VLTI instruments. volume 7013, pages 701316–701316–7, 2008. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.789795>.
- Lacour, S., Tuthill, P., Amico, P., Ireland, M., Ehrenreich, D., Huelamo, N., et Lagrange, A.-M. Sparse aperture masking at the VLT : i. faint companion detection limits for the two debris disk stars HD 92945 and HD 141569. *A&A*, 532, p. A72, Août 2011. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2011/08/aa16712-11/aa16712-11.html>.
- Lacour, S., Tuthill, P., Monnier, J. D., Kotani, T., Gauchet, L., et Labeye, P. A new interferometer architecture combining nulling with phase closure measurements. *Mon Not R Astron Soc*, 439(4), p. 4018–4029, Avril 2014. ISSN 0035-8711. URL <https://academic.oup.com/mnras/article/439/4/4018/1174583/A-new-interferometer-architecture-combining>.
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., Apai, D., Ehrenreich, D., Boccaletti, A., Gratadour, D., Rouan, D., Mouillet, D., Lacour, S., et Kasper, M. A giant planet imaged in the disk of the young star  $\beta$  pictoris. *Science*, 329(5987), p. 57–59, Juillet 2010. ISSN 0036-8075, 1095-9203. URL <http://www.sciencemag.org/content/329/5987/57>. PMID : 20538914.
- Lohmann, Adolf W., Weigelt, Gerd, et Wirtitzer, Bernhard. Speckle masking in astronomy : triple correlation theory and applications. *Appl. Opt.*, 22(24), p. 4028–4037, 1983. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-22-24-4028>.
- Liot, Bernard. La couronne solaire étudiée en dehors des éclipses. *Bulletin Astronomique*, pages 305–316, 1930. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1930BuAst...6...305L>.
- López-Santiago, J., Montes, D., Crespo-Chacón, I., et Fernández-Figueroa, M. J. The nearest young moving groups. *ApJ*, 643(2), p. 1160, Juin 2006. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/643/2/1160>.

- Maiman, T. H. Optical and Microwave-Optical experiments in ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 4(11), p. 564–566, 1960. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.4.564>.
- Mamajek, E. E. On the age and binarity of fomalhaut. *ApJ*, 754(2), p. L20, Août 2012. ISSN 2041-8205. URL <http://iopscience.iop.org/2041-8205/754/2/L20>.
- Mannings, Vincent et Barlow, Michael J. Candidate Main-Sequence stars with debris disks : A new sample of vega-like sources. *ApJ*, 497(1), p. 330, Avril 1998. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/497/1/330>.
- Marois, Christian, Zuckerman, B., Konopacky, Quinn M., Macintosh, Bruce, et Barman, Travis. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, 468, p. 1080–1083, 2010. ISSN 0028-0836. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010Natur.468.1080M>.
- Mayor, Michel et Queloz, Didier. A jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378(6555), p. 355–359, Novembre 1995. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v378/n6555/abs/378355a0.html>.
- Nielsen, Eric L., Liu, Michael C., Wahhaj, Zahed, Biller, Beth A., Hayward, Thomas L., Males, Jared R., Close, Laird M., Morzinski, Katie M., Skemer, Andrew J., Kuchner, Marc J., Rodigas, Timothy J., Hinz, Philip M., Chun, Mark, Ftaclas, Christ, et Toomey, Douglas W. The gemini NICI Planet-Finding campaign : The orbit of the young exoplanet  $\beta$  pictoris b. *ApJ*, 794(2), p. 158, Octobre 2014. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/794/2/158>.
- Perrin, G., Lacour, S., Woillez, J., et Thiébaud, É. High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping. *Mon Not R Astron Soc*, 373(2), p. 747–751, Décembre 2006. ISSN 0035-8711. URL <https://academic.oup.com/mnras/article/373/2/747/1277323/High-dynamic-range-imaging-by-pupil-single-mode>.
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., Grewing, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., et Petersen, C. S. The HIPPARCOS catalogue. *Astronomy and Astrophysics*, 323, p. L49–L52, 1997. ISSN 0004-6361. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997A%26A...323L...49P>.
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., Stapelfeldt, K. R., Su, K. Y. L., Stauffer, J. R., et Song, I. New debris disks around young, Low-Mass stars discovered with the spitzer space telescope. *ApJ*, 698(2), p. 1068, Juin 2009. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/698/2/1068>.
- Pollack, James B., Hubickyj, Olenka, Bodenheimer, Peter, Lissauer, Jack J., Podolak, Morris, et Greenzweig, Yuval. Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus*, 124(1), p. 62–85, Novembre 1996. ISSN 0019-1035. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103596901906>.

- Roberge, A., Kamp, I., Montesinos, B., Dent, W. R. F., Meeus, G., Donaldson, J. K., Olofsson, J., Moór, A., Augereau, J.-C., Howard, C., Eiroa, C., Thi, W.-F., Ardila, D. R., Sandell, G., et Woitke, P. Herschel observations of gas and dust in the unusual 49 ceti debris disk. *ApJ*, 771(1), p. 69, Juillet 2013. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/771/1/69>.
- Roddier, F. et Roddier, C. STELLAR CORONOGRAPH WITH PHASE MASK. *PASP*, 109(737), p. 815, Juillet 1997. ISSN 1538-3873. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/133949/meta>.
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., et Labeyrie, A. The Four-Quadrant Phase-Mask coronagraph. i. principle. *PASP*, 112(777), p. 1479, Novembre 2000. ISSN 1538-3873. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/317707/meta>.
- Sahlmann, J., Lazorenko, P. F., Ségransan, D., Martín, E. L., Queloz, D., Mayor, M., et Udry, S. Astrometric orbit of a low-mass companion to an ultracool dwarf. *Astronomy & Astrophysics*, 556, p. A133, Août 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201321871>.
- Sana, H., Bouquin, J.-B. Le, Lacour, S., Berger, J.-P., Duvert, G., Gauchet, L., Norris, B., Olofsson, J., Pickel, D., Zins, G., Absil, O., Koter, A. de, Kratter, K., Schnurr, O., et Zinnecker, H. Southern massive stars at high angular resolution : Observational campaign and companion detection. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 215(1), p. 15, 2014. URL <http://stacks.iop.org/0067-0049/215/i=1/a=15>.
- Schneider, G., Silverstone, M. D., Hines, D. C., Augereau, J.-C., Pinte, C., Ménard, F., Krist, J., Clampin, M., Grady, C., Golimowski, D., Ardila, D., Henning, T., Wolf, S., et Rodmann, J. Discovery of an 86 AU radius debris ring around HD 181327. *ApJ*, 650(1), p. 414, Octobre 2006. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/650/1/414>.
- Smith, Bradford A. et Terrile, Richard J. A circumstellar disk around  $\beta$  pictoris. *Science*, 226(4681), p. 1421–1424, Décembre 1984. ISSN 0036-8075, 1095-9203. URL <http://www.sciencemag.org/content/226/4681/1421>. PMID : 17788996.
- Spiegel, David S. et Burrows, Adam. Spectral and photometric diagnostics of giant planet formation scenarios. *ApJ*, 745(2), p. 174, Février 2012. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/745/2/174>.
- Stauffer, J., Tanner, A. M., Bryden, G., Ramirez, S., Berriman, B., Ciardi, D. R., Kane, S. R., Mizusawa, T., Payne, A., Plavchan, P., Braun, K. von, Wyatt, P., et Kirkpatrick, J. D. Accurate coordinates and 2MASS cross identifications for (Almost) all gliese catalog star. *PASP*, 122(894), p. 885–897, 2010. ISSN 0004-6280. URL <http://www.jstor.org/stable/10.1086/655773>.
- Sun, Jacob C. et Schmidt, Kevin M. Building passive components with silica waveguides. volume 3795, pages 313–319, 1999. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.370176>.

- Tatulli, E. et LeBouquin, J.-B. Comparison of fourier and model-based estimators in single mode multi-axial interferometry. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368 (3), p. 1159–1168, Mai 2006. ISSN 0035-8711, 1365-2966. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0602346>. arXiv : astro-ph/0602346.
- Tokunaga, A. T. Intrinsic colours and effective temperatures. Dans *Allen's astrophysical quantities, 4th edition*, page 143. 2000. ed. A. N. Cox.
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., de la Reza, R., Melo, C. H. F., et Sterzik, M. Search for associations containing young stars (SACY). *Astronomy and Astrophysics*, 460(3), p. 695–708, Décembre 2006. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL [http://www.aanda.org/index.php?option=com\\_article&access=bibcode&bibcode=2006A%252526A...460..695T](http://www.aanda.org/index.php?option=com_article&access=bibcode&bibcode=2006A%252526A...460..695T).
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., Wishnow, E. H., et Haniff, C. A. Michelson interferometry with the keck telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112(770), p. 555–565, 2000. ISSN 0004-6280. URL <http://www.jstor.org/stable/10.1086/316550>.
- van Leeuwen, F. Validation of the new hipparcos reduction. *Astronomy and Astrophysics*, 474(2), p. 653–664, Novembre 2007. ISSN 0004-6361, 1432-0746. URL <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2007/41/aa8357-07/aa8357-07.html>.
- Weigelt, G. P. Modified astronomical speckle interferometry “speckle masking”. *Optics Communications*, 21(1), p. 55–59, 1977. ISSN 0030-4018. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401877900773>.
- Wyatt, M. C., Smith, R., Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Greaves, J. S., Beichman, C. A., et Bryden, G. Steady state evolution of debris disks around a stars. *ApJ*, 663(1), p. 365, Juillet 2007. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/663/1/365>.
- Zuckerman, B. et Song, I. Dusty debris disks as signposts of planets : Implications for spitzer space telescope. *ApJ*, 603(2), p. 738, Mars 2004. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/603/2/738>.
- Zuckerman, B. et Song, I. A 40 myr old gaseous circumstellar disk at 49 ceti : Massive CO-rich comet clouds at young a-type stars. *ApJ*, 758(2), p. 77, Octobre 2012. ISSN 0004-637X. URL <http://iopscience.iop.org/0004-637X/758/2/77>.
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., et Webb, R. A. The  $\beta$  pictoris moving group. *ApJ*, 562(1), p. L87, Novembre 2001. ISSN 1538-4357. URL <http://iopscience.iop.org/1538-4357/562/1/L87>.

# Table des figures

1.1	Schéma explicatif de la méthode des transits . . . . .	5
1.2	Schéma explicatif de la méthode des vitesses radiales . . . . .	6
1.3	Schéma explicatif de la méthode astrométrique . . . . .	7
1.4	Schéma explicatif de la méthode des microlentilles gravitationnelles . . . . .	8
1.5	Contraste en luminosité étoile/planète. Crédit : Seager 2008 . . . . .	9
1.6	Schéma explicatif d'un système coronographique . . . . .	10
1.7	Schéma explicatif de l'ADI . . . . .	11
1.8	Principe de l'Interféromètre de Bracewell . . . . .	11
1.9	Principe de Huygens-Fresnel . . . . .	12
1.10	Diffraction de Fresnel . . . . .	13
1.11	Relations de passage entre plan pupille et plan image. . . . .	15
1.12	Champ et intensité diffractés par une pupille circulaire . . . . .	15
1.13	Représentation d'un objet avec une distribution angulaire d'intensité. . . . .	16
1.14	Illustration du critère de Rayleigh . . . . .	17
1.15	Perturbation du front d'onde due à l'atmosphère . . . . .	18
1.16	Principe de l'optique adaptative . . . . .	19
1.17	Interféromètre stellaire de Michelson . . . . .	20
1.18	Dispositif de l'expérience des trous de Young . . . . .	23
1.19	Schéma descriptif de la clôture de phases . . . . .	24
2.1	Principe du masquage de pupille sur le télescope Keck . . . . .	32
2.2	Masques de l'instrument NACO/SAM . . . . .	34
2.3	FEP et FTO de Fomalhaut . . . . .	36
2.4	Isochrones théoriques en bande $L'$ . . . . .	38
2.5	Cartes 2D des limites de détection . . . . .	39
2.6	Distribution radiale des limites de détection . . . . .	40
2.7	Compilation de mesures sur Fomalhaut . . . . .	43
3.1	Exemple de mise en oeuvre du réarrangement de pupille . . . . .	51
3.2	Fonction de transfert de modulation d'un télescope monolithique . . . . .	51
3.3	Schéma descriptif du banc optique FIRST-IR . . . . .	53
3.4	Principales configurations possibles avec le masque occultant . . . . .	54
3.5	Photographie du masque occultant . . . . .	55
3.6	Schéma de la conception d'un injecteur . . . . .	56
3.7	Photographies de l'assemblage des 12 injecteurs de la couronne extérieure. . . . .	56

3.8	Fonctions de bases réalisées à partir de guides d'onde planaires . . . . .	57
3.9	Principe de l'échantillonnage des franges par ABC . . . . .	58
3.10	Principe de l'échantillonnage des franges par ABCD . . . . .	58
3.11	Optique Intégrée 8T et 12T . . . . .	59
3.12	Photographie et schéma de l'optique intégrée Nuller . . . . .	60
3.13	Représentation de la recombinaison du nuller à 4 télescopes . . . . .	61
3.14	Effet du prisme et du wollaston sur la sortie de l'optique intégrée . . . . .	62
3.15	Photographie de la partie recombinaison . . . . .	62
3.16	Schéma optique post-optique intégrée . . . . .	63
3.17	Sensibilité spectrale de la caméra infrarouge VDS Vosskühler NIR-300F . . . . .	65
3.18	Caractéristiques de la source Thorlabs SLD S5FC1550P . . . . .	65
3.19	Capture d'écran du logiciel de contrôle pyFIRST-IR . . . . .	68
4.1	Image brute obtenue avec la caméra l'instrument FIRST-IR . . . . .	70
4.2	Image de référence et motif d'extraction . . . . .	70
4.3	Intensité en fonction de la polarisation et de l'orientation de la source . . . . .	71
4.4	Transmission de l'instrument en fonction de la longueur d'onde . . . . .	72
4.5	Équilibrage des tricoupleurs . . . . .	72
4.6	Schématisation de la fonction de transfert d'une optique intégrée . . . . .	73
4.7	Schéma détaillé de l'optique de recombinaison nuller . . . . .	77
4.8	Comparaison de la photométrie idéale et réelle . . . . .	79
4.9	Franges d'interférence en sortie . . . . .	79
4.10	Franges d'interférence brutes en sortie d'un ABCD . . . . .	80
4.12	Détermination de la phase par la méthode de l'ellipse . . . . .	81
4.13	Phase récupérée à partir des franges d'interférence . . . . .	82
4.14	Franges d'interférence brutes en fonction de la phase . . . . .	82
4.15	Schéma d'une optique intégrée simplifiée . . . . .	83
4.16	Ajustement des franges sur les flux bruts . . . . .	85
4.17	Ajustement des franges sur les flux corrigés . . . . .	86
4.18	Franges d'interférence corrigées en fonction de la phase . . . . .	86
4.19	Effet de la longueur d'onde sur la phase et la DDM . . . . .	86
4.20	Déphaseurs des différents recombineurs . . . . .	87
4.21	Comparaison des données avec une V2PM erronée . . . . .	89
4.22	Comparaison des données avec une V2PM correcte . . . . .	89
4.23	Clôture de phase obtenue avec le nuller . . . . .	90

Résumé : La détection des exoplanètes et de l'environnement d'étoiles jeunes tel que les disques de débris fait face à deux difficultés : d'une part, la faible distance angulaire entre le compagnon (ou le disque) et son étoile hôte, et d'autre part, le contraste élevé entre les deux composantes en terme de flux. L'interférométrie est une des techniques permettant de palier ces deux problématiques. C'est tout particulièrement le cas dans la mise en œuvre de l'interférométrie annulante, aussi appelée interférométrie en frange noire, lors de laquelle on vient éteindre le flux de l'étoile principale grâce aux propriétés de cohérence de la lumière. Mon travail de thèse s'inscrit dans ce cadre, avec l'étude de données observationnelles de huit disques de débris réalisées au Very Large Telescope, avec la technique interférométrique de masquage de pupille. j'ai réalisé la réduction des données interférométriques et l'analyse des termes de clôtures de phase. Puisque aucun compagnon n'a été détecté dans les données, j'ai déterminé les limites de détection en termes de luminosité et de masse estimée. Ma thèse a également consisté en une partie instrumentale, avec la conception de l'instrument FIRST-IR (Fibered Imager foR a Single Telescope InfraRed) en laboratoire. Cet instrument est un interféromètre associant la technique de réarrangement de pupille fibré et la recombinaison de la lumière par optique intégrée. En conclusion, j'ai pu montrer la viabilité de l'instrument FIRST-IR avec ce nouveau concept d'optique intégrée de type nuller. J'ai démontré que la mesure de la clôture de phase reste stable pour une cible point source, quel que soit le taux d'annulation interférométrique appliqué.

Mots clefs : Instrumentation, interférométrie, interférométrie annulante, réarrangement de pupille, optique intégrée, masquage de pupille, disques de débris

Abstract : The detection of exoplanets and young stars environment such as debris disks deals with two major difficulties : on one hand, the low angular distance between companion (or disk) and its host star, and on the other hand, the high contrast of flux between the two components. Interferometry is one of the techniques that solves these two issues. It is particularly the case in the application of nulling interferometry, in which we extinguish the flux from the main star thanks to coherence properties of the light. My thesis work takes part in this context, with the study of eight debris disks observational data made at the Very Large Telescope, using the Sparse Aperture Masking interferometric technique. I achieved the data reduction and the analysis of closure phases. As no companion was found in the data, I derived detection limits in terms of luminosity and estimated mass. My thesis also consisted in an instrumental part, with the conception of the FIRST-IR (Fibered Imager foR a Single Telescope InfraRed) instrument in laboratory. This instrument is an interferometer which associates fibered pupil remapping technique and integrated optic based recombination of light. To conclude, I have shown the viability of FIRST-IR instrument using this new integrated optic based nuller architecture. Particularly, I demonstrated that closure phase remains stable for a source point target, regardless of the nulling level applied.

Keywords : Instrumentation, interferometry, nulling, pupil remapping, integrated optic, sparse aperture masking, debris disks