



**HAL**  
open science

# Développement de l'instrument CHARA/SPICA-VIS et optimisation d'un interféromètre stellaire à N bras

Cyril Pannetier

► **To cite this version:**

Cyril Pannetier. Développement de l'instrument CHARA/SPICA-VIS et optimisation d'un interféromètre stellaire à N bras. Astrophysique [astro-ph]. Université Côte d'Azur, 2022. Français. NNT : 2022COAZ4087 . tel-04026657

**HAL Id: tel-04026657**

**<https://theses.hal.science/tel-04026657>**

Submitted on 13 Mar 2023

**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

**Développement de l'instrument CHARA/SPICA-VIS  
et optimisation d'un interféromètre stellaire à N bras**

**Cyril PANNETIER**

Laboratoire J.-L. Lagrange (UMR 7293)

**Présentée en vue de l'obtention  
du grade de docteur en**  
Sciences de la Planète et de l'Univers  
d'Université Côte d'Azur

**Dirigée par :**  
Denis Mourard, Frédéric Cassaing  
**Soutenue le :** 28 Novembre 2022

**Devant le jury, composé de :**  
Jean-Philippe Berger, Astronome,  
Université Grenoble Alpes  
Guy Perrin, Astronome, Observatoire de Paris  
Frantz Martinache, Maître de conférence,  
Observatoire de la Côte d'Azur  
Karine Perraut, Astronome,  
Université Grenoble Alpes  
Julien Woillez, VLT Project Scientist,  
European Southern Observatory  
Cyril Petit, Maître de recherche,  
ONERA/DOTA

OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR

OFFICE NATIONAL D'ÉTUDES ET DE RECHERCHES AÉROSPATIALES

---

---

École Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées  
Département Sciences de la Planète et de l'Univers

Développement de l'instrument  
CHARA/SPICA-VIS et optimisation d'un  
interféromètre stellaire à N bras

Cyril Pannetier

**Jury :**

**Président du jury :**

Guy PERRIN, Astronome, Observatoire de Paris

**Rapporteurs :**

Jean-Philippe BERGER, Astronome, Université Grenoble Alpes

Guy PERRIN, Astronome, Observatoire de Paris

**Examineurs :**

Frantz MARTINACHE, Maître de conférence, Observatoire de la Côte d'Azur

Karine PERRAUT, Astronome, Université Grenoble Alpes

Julien WOILLEZ, VLT Project Scientist, European Southern Observatory

**Directeurs de thèse :**

Denis MOURARD, Astronome, Université Côte d'Azur

Frédéric CASSAING, Directeur de recherche 2, ONERA/DTIS

**Invité :**

Cyril PETIT, Maître de recherche, ONERA/DOTA

*"En regardant la terre de loin, vous réalisez qu'elle  
est trop petite pour qu'il y ait un conflit et juste  
assez grande pour une coopération."*

Youri Gagarine, aviateur et premier cosmonaute

## Résumé

L'interférométrie optique longue base permet d'atteindre des résolutions angulaires inaccessibles aux télescopes monolithiques. Née au XX<sup>ème</sup> siècle, elle compte aujourd'hui plusieurs installations dans le monde, l'interféromètre Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) étant leur représentant capable d'utiliser simultanément les télescopes les plus distants, jusqu'à 330 m, et les plus nombreux, six. L'observation dans le visible est d'un intérêt majeur car elle apporte la résolution angulaire nécessaire à la mesure directe des paramètres fondamentaux des étoiles, précieux pour la compréhension de leur évolution et la caractérisation de leurs environnements. Pour accéder à une gamme suffisamment complète d'étoiles, il est aujourd'hui nécessaire d'augmenter considérablement la magnitude des objets sur lesquels des mesures interférométriques précises peuvent être réalisées, limitée en particulier par la turbulence atmosphérique. Grâce à l'utilisation d'une caméra à amplification d'électrons et à une optique adaptative plus performante permettant le filtrage spatial des champs par l'usage de fibres optiques monomodes, l'Observatoire de la Côte d'Azur a développé le spectro-interféromètre visible Stellar Parameters with Interferometric Cophased Array (SPICA), mesurant les visibilitées complexes sur les quinze bases interférométriques de CHARA avec l'objectif principal de caractériser près d'un millier d'étoiles sur trois ans en relation, notamment, avec les objectifs de la mission PLATO.

J'ai étudié et mis au point le recombineur de SPICA qui fait interférer dans un plan focal les six champs électromagnétiques monomodes sortis des fibres tout en mesurant leur flux individuel pour la calibration des visibilitées, et cela pour trois résolutions spectrales distinctes 150, 4300 et 13100. Je présente les résultats de caractérisation de l'instrument et les travaux menés durant son intégration, notamment ceux concernant l'alignement des microlentilles, dont le collage devant les fibres est sujet à une dérive difficile à éviter, justifiant le choix d'une solution sans collage. Les instruments hébergés par CHARA couvrent la bande spectrale 0.6 à 2.5  $\mu\text{m}$ . Pour permettre des observations simultanées sur une telle largeur de bande, j'ai défini à partir d'un catalogue de 340 verres une solution optimale en correction et transmission basée sur l'utilisation de deux Compensateurs de Dispersion Longitudinale (LDC) par bras, contre un habituellement, aujourd'hui opérationnelle.

Afin de maximiser la visibilité instrumentale et la sensibilité de SPICA, l'équipe a développé un recombineur en optique intégrée pour le spectro-interféromètre SPICA-FT qui stabilise les franges à 1.6  $\mu\text{m}$  pour permettre l'allongement des temps d'intégration de tous les instruments de CHARA. J'ai été fortement impliqué dans les développements sur le ciel de SPICA-FT dont la logique de commande reprend celle de GRAVITY-FT, cophaseur infrarouge des quatre télescopes du VLTI, et l'adapte aux six télescopes de CHARA. Éclairé par le simulateur de suivi de franges `cophaSIM`, package Python que j'ai développé durant ces trois ans, j'ai contribué à la définition de ses trois états de fonctionnement TRACK, RELOCK et SCAN et à son optimisation sur le ciel. SPICA-FT estime les corrections à apporter à partir des différences de marche mesurées entre les quinze paires de télescopes de CHARA. L'usage de toutes les paires n'est pourtant pas nécessaire et possède ses avantages et inconvénients en terme de sensibilité et robustesse du suiveur de franges. Grâce à l'architecture fortement modulaire de `cophaSIM`, j'ai donc mené une étude permettant d'estimer les performances globales de recombineurs partiels et complets pour le cophasage de deux futurs réseaux interférométriques plus importants : CHARA étendu à sept télescopes et l'interféromètre à dix télescopes MROI. Les résultats semblent indiquer le besoin d'une grande flexibilité pour les cophaseurs de ces futures installations.

**Mots-clés :** interférométrie stellaire visible, haute résolution angulaire, cophasage, dispersion longitudinale, fibres optiques monomodes, microlentilles, simulation, conception optique, paramètres stellaires, exoplanètes.

## Summary

Long baseline optical interferometry makes it possible to reach angular resolutions that are inaccessible to monolithic telescopes. Born in the 20th century, it now has several installations around the world. The Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) is its representative, capable of simultaneously using the greatest telescope separation, up to 330 m, and the greatest number of simultaneous optical telescopes, six. Observations in the visible range are of major interest because they provide the angular resolution necessary for the direct measurement of fundamental parameters of stars (morphology, rotation), which are precious for understanding their evolution and characterising their environments. To access a sufficiently complete range of stars, it is necessary to considerably increase the limiting magnitude for which precise interferometric measurements can be made, which is limited in particular by atmospheric turbulence. Thanks to the use of an electron amplification camera and more efficient adaptive optics which allow for spatial filtering of the fields through the use of single-mode optical fibres, the Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) has developed a spectro-interferometer capable of measuring the complex visibilities of the fifteen telescope pairs formed by CHARA. The main objective of the Stellar Parameters with Interferometric Cophased Array (SPICA) instrument is to characterise a thousand stars over a three-year period in relation, in particular, to the objectives of the PLATO mission. I have studied and developed the SPICA recombiner, which interferes in a focal plane the six single-mode electromagnetic fields from single-mode fibres while measuring their individual flux to calibrate the visibilities. It operates at three distinct spectral resolutions : 150, 4300 and 13100. I present the results of the characterization of the instrument as well as the work carried out during its integration, in particular those concerning the alignment of the microlenses, whose bonding in front of the fibres is subject to a drift difficult to avoid. This led to the choice of a solution without bonding. The instruments hosted by CHARA currently cover the 0.6 to 2.5  $\mu\text{m}$  spectral band. To allow simultaneous observations over such a bandwidth, I have defined from a catalogue of 340 glasses an optimal solution in terms of dispersion correction and transmission which is based on the use of two Longitudinal Dispersion Compensators (LDC) per arm, instead of a standard one per arm, and which is now operational. In order to maximise the instrumental visibility and sensitivity of SPICA, the team has developed an integrated optical recombiner for the SPICA-Fringe-Tracker (SPICA-FT) spectro-interferometer that stabilises the fringes at 1.6  $\mu\text{m}$  to allow longer integration times for all CHARA instruments. I have been strongly involved in the development of SPICA-FT, whose control logic is based on that of GRAVITY-FT, the infrared cophasor for the four VLTI telescopes and is adapted to the six CHARA telescopes. Using the fringe tracking simulator package I developed in Python, `cophaSIM`, I contributed to the definition of SPICA-FT's three operating states TRACK, RELOCK and SCAN and to its on-sky optimization. SPICA-FT estimates the corrections to be made from the optical paths differences measured between the fifteen pairs of CHARA telescopes. However, the use of all pairs is not necessary and has its pros and cons in terms of sensitivity and robustness of the fringe tracker. Thanks to the highly modular architecture of `cophaSIM`, I have, therefore, conducted a study to estimate the global performance of partial and complete fringe-sensors for the cophasing of two future larger interferometric arrays : a potential CHARA extended to seven telescopes and the ten-telescope MROI interferometer. The results suggest the need for a high degree of flexibility in the fringe-sensors for these future facilities.

**Keywords :** visible stellar interferometry, high angular resolution, fringe-tracking, longitudinal dispersion compensation, single-mode fibers, microlenses, simulations, optical design, stellar parameters, exoplanets.

## Remerciements

Sacrée aventure que le doctorat. Réputée aventure solitaire, elle est néanmoins difficilement surmontable sans être bien entouré. J'ai eu la chance de l'être tout au long de ces trois années. Je remercie en particulier mes deux directeurs de thèse, Denis Mourard et Frédéric Cassaing, qui m'ont soutenu dès le départ alors que le démarrage ne fut pas facile. J'ai énormément apprécié la complémentarité de vos approches, entre pragmatisme efficace de Denis et perfectionnisme innovant de Frédéric. Je mesure la chance que j'ai d'avoir été encadré par deux chercheurs aussi compétents et exigeants que vous et je vous suis reconnaissant de m'avoir apporté une telle formation.

En plus d'être les résultats de mes trois années de recherche, ce manuscrit se veut être la mise en valeur des travaux de la dizaine d'ingénieurs impliqués sur le projet SPICA. Merci notamment à Julien Dejonghe, qui m'a guidé sur la voie du concept optique du spectro-interféromètre en me nourrissant de son expérience. J'ai beaucoup appris de ta rigueur et patience lors des nombreuses heures d'alignement qu'on a pu partager. Merci aussi à Stéphane pour ses nombreux conseils lors de la conception de SPICA et pour nos discussions post-19h, une présence ô combien importante pour surmonter les difficultés. Merci à Fatme, experte en traitement de données mais pas seulement. J'ai beaucoup apprécié ton aide (très très) efficace quand il s'agissait de récupérer des données ou les traiter. Sans parler des poses clopes qui m'ont enfin fait comprendre les bienfaits de la clope sociale. Viens ensuite Philippe et sa sérénité communicante, qui a toujours une idée pour résoudre un problème. Merci bien sûr à mes compagnons de bureau Pierre, l'expert en matrices synthétiques, et David, l'ange-gardien des futurs observateurs du programme ISSP. Pas toujours facile d'avoir le calme entre les "seul en scène" de Pierre et les fous rires de David que j'accompagnais volontiers, mais c'était parfait. Nayeem, tu arrivais plus récemment mais ce fut un plaisir de partager mon bureau avec toi, toujours intéressé par le travail des autres. Un big-up aussi à Sylvain, mon acolyte programmeur de SPICA-FT. J'attend encore notre première session kite surf (c'est pas trop tard!). Merci enfin aux autres membres de l'équipe SPICA : Alain, le refroidisseur de caméra, pour tes conseils dans l'usage des caméras et du spectromètre; Nicolas, l'astrophysicien engagé, pour tes mots lorsque je me demandais si cette profession était vraiment pour moi; Frédéric, le stabilisateur d'injection, pour ton constant entrain à répondre à mes nombreuses questions, notamment lors de mes premiers pas à Calern; Daniel, le câble-programmeur omniprésent, et Christophe, le mécanicien artiste, pour votre aide lorsque j'en avais besoin; Estelle, la mécanicienne discrète mais efficace, pour les quelques moments de partage à mettre en boîte joyeusement SPICA pour son départ aux États-Unis. Thank you also to CHARA's operators, Norm and Olli for the nights shared together looking for fringes. Thanks also to other CHARA's team members, Cyprien, Narsi, Judith, Douglas, Gail and Theo for their involvement in the developments of SPICA. Merci à Jean-Baptiste pour nos collaborations au sujet de la dispersion longitudinale comme du concept optique de SPICA. Je dois également remercier l'ensemble de l'équipe Haute Résolution Angulaire du département DOTA de l'ONERA pour les moments HRApero qui a ponctué tous mes Lundi matin durant trois ans. Merci en particulier à Cyril Petit pour la collaboration sur les aspects contrôle et merci à l'ensemble des doctorants Antoine, Hiyam, Yann, Lucas, Laurie, Mathieu, Léa et les autres pour votre accueil toujours chaleureux et les sorties parisiennes que l'on a pu caser lors de mes courts déplacements à Châtillon.

Vient le tour de mes camarades doctorants et je commencerai par remercier Jérémy, mon premier co-bureau et compagnon de soirée niçoise. J'y ai laissé quelques plumes au poker mais heureusement on a finalement préféré monter un groupe de rock bolivien, guitare-charango, dont on attend encore de maîtriser un premier couplet. Compagnon du premier étage, Guillaume, le youtubeur passionné d'astrophoto, toujours à l'écoute. J'ai adoré nos randonnées et comme on s'est dit, on aurait dû en faire plus! Raphaël, le frère supopticien caché derrière ses écrans mais toujours prêt pour la pause (pose?) café et ne ratant jamais 11h58 pour proposer "Lunch?". J'espère qu'on aura l'occasion de marcher ou pédaler à nouveau ensemble, pour mettre à jour nos débats sur le nucléaire en France! A moins que ce soit autour d'une glace ou de crêpes. Merci à Elena pour les quelques mots de russe que je connais maintenant et le magnifique chapeau de docteur cophasé. Merci à Tristan, qui va bientôt dépasser le maître en tennis, et Dinil, qui le dépassera sans doute très bientôt au rythme où il progresse! Merci également à James, qui peut maintenant comprendre ces lignes et avec qui j'ai été heureux de partager mon aventure scientifique déjà à deux reprises, à Santiago du Chili puis à Nice. Je n'oublierai enfin pas de remercier les autres personnes qui ont contribué à faire de mon expérience à l'OCA un bon

souvenir : Alohotsy, Yacine, Mathis, Margaux, Raul, Marie-Joe, Frantz, Mamadou et l'équipe MPO en général, Orlagh, Frédéric et l'équipe P2S en général.

Les métiers de passion rendent souvent flou la limite entre la vie personnelle et professionnelle.

Je souhaite donc maintenant remercier Clara, qui a été mon pilier durant une grande partie de cette aventure. Ta force d'esprit, ton intelligence, ta générosité et ta douceur sont autant de cadeaux pour notre monde. La vie a ses raisons que la science manquera toujours d'expliquer. Je souhaite bien évidemment remercier ma famille, qui m'a amené jusqu'ici ainsi que mes amis bordelais, dont l'enthousiasme à chaque retrouvaille efface les centaines d'heures passées dans le train ces trois dernières années. Merci pour ces inoubliables moments, dans la neige d'Andore à marcher à côté de nos snowbike ou au bord du lac d'Annecy pour une raclette/tartiflette à 30°C. Merci également à mes amis K-L pour ces années d'école inoubliables, entre salle noire pour TP Holographie et foyer décoré pour soirée laser, et pour les moments partagés depuis.

Enfin, que serait la société sans les personnes qui trouvent l'énergie de se battre pour leurs idées ? À ce titre, je souhaite remercier mes ami.e.s des mouvements écologistes et sociaux de Nice, Extinction Rebellion, ANV-COP21, Alternatiba, Nice à Vélo, les Diables Bleus... les anges-gardiens de notre présent et de notre futur. On oublie trop souvent que les grands pouvoirs accordés à notre espèce, une parmi les millions d'autres qui résident dans notre maison, nous donnent également de grandes responsabilités. Cela questionne même jusqu'à l'énergie et le temps que l'on consacre à des problématiques comme celle contenue dans ce manuscrit, qui bien que passionnante ne participera pas à l'effort nécessaire pour réintégrer notre espèce à l'écosystème Terre, ce *Pale Blue Dot* qui nous héberge. Cependant, je crois qu'une société où les sciences fondamentales ne sont pas soutenues et étudiées court autant à sa perte qu'une société qui ne prend pas la mesure de la catastrophe écologique en cours. C'est pourquoi je souhaite également remercier les membres du collectif Labos1point5 pour vos nombreux séminaires très pertinents qui ont nourri ma réflexion sur le sujet.

Pour finir, merci au lecteur d'être ici et puisse-t-il trouver dans ces pages ce qu'il vient y chercher.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction à l'interférométrie stellaire à très longue base</b>	<b>4</b>
<b>1</b>	<b>Théorie et histoire de l'interférométrie stellaire optique à très longues bases</b>	<b>5</b>
1.1	Formalisme de l'interférométrie . . . . .	6
1.2	Du concept de franges d'interférences au premier interféromètre stellaire optique . . . . .	13
1.3	La turbulence atmosphérique . . . . .	17
1.4	Cophasage d'un interféromètre stellaire optique à très longues bases . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Contextualisation du projet SPICA : SPICA-VIS et SPICA-FT</b>	<b>32</b>
2.1	Quelques spectro-interféromètres et suiveurs de franges . . . . .	32
2.2	Faire entrer l'interférométrie stellaire dans l'ère des relevés astronomiques : le projet ISSP . . . . .	40
<b>II</b>	<b>Spectro-interférométrie à large bande spectrale</b>	<b>45</b>
<b>3</b>	<b>Conception d'un spectro-interféromètre visible à 6 faisceaux : SPICA-VIS</b>	<b>46</b>
3.1	Le spectro-interféromètre SPICA-VIS dans l'écosystème CHARA . . . . .	46
3.2	La table d'injection - Optimisation de l'injection dans des fibres optiques monomodes . . . . .	47
3.3	Le spectro-interféromètre de SPICA-VIS - Recombinaison plan focal de six faisceaux dispersés. . . . .	54
3.4	Intégration de SPICA-VIS en laboratoire . . . . .	64
3.5	Commissioning de l'instrument . . . . .	76
3.6	Conclusion . . . . .	80
3.7	Article "Progress of the CHARA/SPICA project" . . . . .	81
<b>4</b>	<b>Observation interférométrique du visible au proche infrarouge : compensation de la dispersion longitudinale</b>	<b>97</b>
4.1	La dispersion longitudinale dans un interféromètre stellaire au sol . . . . .	98
4.2	Nouveaux compensateurs de dispersion longitudinale pour CHARA . . . . .	104
4.3	Mise en oeuvre des LDC sur CHARA . . . . .	110
4.4	Conclusion . . . . .	114
4.5	Article "Compensation of differential dispersion : application to multiband stellar interferometry" . . . . .	114
<b>III</b>	<b>Cophasage d'un interféromètre stellaire</b>	<b>127</b>
<b>5</b>	<b>Un simulateur de suivi de franges sous Python : cophasing</b>	<b>128</b>
5.1	Schéma-bloc de la simulation numérique . . . . .	128
5.2	Définition et lancement d'une simulation . . . . .	130
5.3	Outils d'analyse des performances . . . . .	133
5.4	Création des fichiers <code>DisturbanceFile.fits</code> et <code>ObservationFile.fits</code> . . . . .	134

<b>6</b>	<b>Optimisation du suiveur de franges SPICA-FT</b>	<b>137</b>
6.1	Le spectro-interféromètre SPICA-FT dans l'écosystème CHARA . . . . .	138
6.2	Estimation des observables permettant la génération des commandes de SPICA-FT . . . . .	141
6.3	Génération des commandes de SPICA-FT . . . . .	145
6.4	Intégration du logiciel SPICA-FT dans l'infrastructure de CHARA . . . . .	148
6.5	Caractérisation de SPICA-FT en laboratoire . . . . .	151
6.6	Performances actuelles de SPICA-FT . . . . .	155
6.7	Améliorations possibles pour l'instrument SPICA-FT . . . . .	158
6.8	Conclusion . . . . .	162
6.9	Article "SPICA-FT : The new fringe tracker of the CHARA array" . . . . .	163
<b>7</b>	<b>Recombinaison d'un interféromètre à N télescopes en vue de son cophasage</b>	<b>179</b>
7.1	Cadre de l'étude . . . . .	180
7.2	Cophasage de CHARA-6T . . . . .	186
7.3	Tendances observables sur le cophasage d'interféromètres de sept et dix télescopes : les cas de CHARA-7T et MROI . . . . .	193
7.4	Conclusion et discussion . . . . .	197
<b>IV</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>199</b>
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>200</b>
8.1	Conclusion . . . . .	200
8.2	Perspectives . . . . .	201
<b>V</b>	<b>Annexes</b>	<b>203</b>
<b>A</b>		<b>204</b>
A.1	Conditionnement de matrice - Propagation de bruit numérique . . . . .	204
A.2	Précision numérique sur la valeur d'un <i>float</i> . . . . .	205
A.3	Le <i>leakfactor</i> de la boucle GD . . . . .	206
A.4	Variance de l'argument d'un phaseur . . . . .	206
A.5	Propagation optique dans un spectro-interféromètre fibré . . . . .	208
A.6	Construction des V2PM et P2VM du PIC SPICA-FT . . . . .	210
A.7	Coïncidence du GD nul avec un PD nul . . . . .	210
<b>B</b>	<b>Publication en tant que co-auteur</b>	<b>212</b>
B.1	CHARA/SPICA : a 6-telescope visible instrument for the CHARA array. . . . .	212

## Première partie

# Introduction à l'interférométrie stellaire à très longues bases

# Chapitre 1

## Théorie et histoire de l'interférométrie stellaire optique à très longues bases

Les étoiles, cette concentration de matière en fusion, peuplent notre ciel nocturne plus que n'importe quel autre astre. L'intérêt de l'espèce humaine pour ces objets est attesté depuis l'an 17000 **avant l'ère commune (AEC)**, notamment par la représentation de l'amas ouvert des Pléiades sur un mur de la grotte de Lascaux (Fig. 1.1). Malgré l'importance de l'astronomie pour les civilisations qui se sont succédées au fil des millénaires, à la fois spirituelle et à des fins utiles pour la navigation ou la tenue de calendriers, la nature des étoiles est restée mystérieuse jusqu'à très récemment à l'échelle de temps humaine. Le dogme de l'immuabilité des cieux, soutenu par Aristote et Ptolémée aux VI<sup>ème</sup> et IV<sup>ème</sup> siècles **AEC** en plaçant les planètes mobiles sur des sphères indépendantes d'un côté et les étoiles fixes sur une sphère commune en rotation, fut acceptée pendant deux millénaires. Les Chinois, autre civilisation très avancée dans le domaine de l'astronomie, n'eurent pas plus l'intuition d'étoiles ayant chacune leur propre histoire. Aristarque de Samos, au II<sup>ème</sup> siècle **AEC**, réalisa les premières mesures de la distance du Soleil à la Terre qui l'amena à comprendre à partir d'une éclipse de Lune que le Soleil était bien plus gros que la Terre. Cela lui donna même l'intuition de planètes tournant autour du Soleil plutôt que de la Terre. Mais le fait que les étoiles restent fixes en apparence dans le ciel alors qu'elles devraient se déplacer dans l'hypothèse d'une Terre mobile, était en contradiction avec sa théorie : elle attendit donc plus d'un millénaire pour s'imposer. En effet, la mesure de la parallaxe était impossible avec la précision des instruments astronomiques à l'époque. C'est finalement grâce aux progrès spectaculaires de l'astronomie permis par les premières lunettes astronomiques au XVII<sup>ème</sup> siècle que l'héliocentrisme s'imposa progressivement. La distance et la dimension des étoiles restaient cependant hors d'atteinte de ces instruments pendant encore plusieurs siècles.

Il faut attendre l'année 1838 pour que Friedrich Wilhelm Bessel, l'un des observateurs les plus talentueux et rigoureux de son époque, parviennent à mesurer la parallaxe de l'étoile 61 Cygni pour estimer sa distance à 10,9 années lumières<sup>1</sup>. Au cours des deux années suivantes, les distances de Alpha Centauri et Vega furent estimées par d'autres astronomes à 4,3 et 11,2 années lumières respectivement. La "sphère des fixes" des Anciens, sphère sans profondeur sur laquelle se déplaçaient lentement les étoiles, venait de gagner une dimension et les partisans de l'héliocentrisme d'ajouter une corde à leur arc. La mesure du diamètre des étoiles devenait alors conceptuellement intéressant. L'interférométrie stellaire la rendit possible.



FIGURE 1.1 – Peinture rupestre de six étoiles de l'amas ouvert des Pleiades au-dessus de la représentation d'un aurochs, ancêtre bovin, dans la grotte de Lascaux (17500 - 13000 **AEC**).

1. <https://www.webastro.net/forums/topic/82403-bessel-et-la-distance-des-etoiles/>

## 1.1 Formalisme de l'interférométrie

J'introduis dans cette section le formalisme de l'interférométrie stellaire qui permettra dans le même temps de comprendre comment l'interférométrie stellaire a permis d'appréhender la dimension des étoiles.

### 1.1.1 Imagerie par un système optique

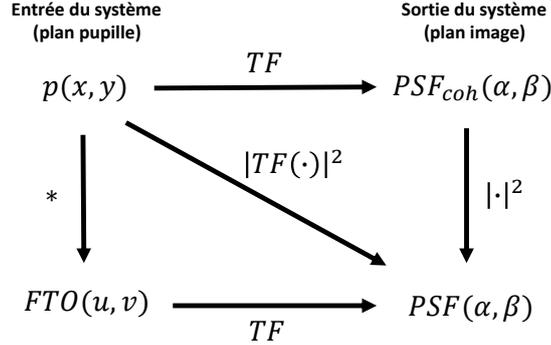


FIGURE 1.2 – Relations entre pupille, PSF et FTO d'un système optique. La  $PSF_{coh}$  n'est quasiment jamais utilisée.

Considérons un objet de distribution spatiale  $O(\alpha, \beta)$ , en coordonnées angulaires, imagé par un système optique de grandissement transverse  $g_t$ . L'image géométrique en amplitude de l'objet, c'est-à-dire la distribution spatiale de l'objet en sortie du système optique sans prise en compte des effets de diffraction est  $O'(\alpha, \beta) = O(\alpha/g_t, \beta/g_t)$ . L'image géométrique  $O'$  de l'objet et son image réelle  $I$  en sortie du système sont reliés par une relation de convolution :

$$I(\alpha, \beta) = O'(\alpha, \beta) * PSF(\alpha, \beta) \quad (1.1)$$

où  $PSF(\alpha, \beta)$  est la fonction d'étalement de point, plus souvent nommée par sa traduction anglaise **Point Spread Function (PSF)**, définissant entièrement les propriétés spatiales du système optique. Elle correspond à la distribution d'intensité obtenue à la sortie de ce système traversé par un front d'onde parfaitement plan et homogène, c'est-à-dire issu d'une source infiniment ponctuelle. Lorsque l'intensité en sortie du système diffère de la **PSF**, on dit que l'objet est résolu. Si  $p(x, y)$  est la transmission complexe de la pupille du système optique exprimée en coordonnées spatiales, sa **PSF** à la longueur d'onde  $\lambda$  s'exprime :

$$PSF(\alpha, \beta) = \left| \text{TF} \left[ p \right]_{\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}} \right|^2 \quad (1.2)$$

où  $f$  est la distance entre les plans pupille et image. La transformée de Fourier inverse de la **PSF** est appelée **Fonction de Transfert Optique (FTO)**. Elle correspond au spectre des fréquences de la **PSF**, elle est donc souvent exprimée dans l'espace des fréquences spatiales  $(u, v)$ , où  $u = x/\lambda$  et  $v = y/\lambda$ . Comme illustré sur la Fig. 1.2, elle peut être déterminée directement par l'autocorrélation de  $p(x, y)$ . Elle apparaît lorsque l'on exprime l'Eq. 1.1 dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{I}(u, v) = \tilde{O}'(u, v) \times FTO(u, v), \quad (1.3)$$

où  $\tilde{g}$  est une notation réduite de  $TF(g)$ . Cette équation permet de comprendre clairement le rôle du système imageur et ses limitations. Je superpose en Fig. 1.3 le module de la transformée de Fourier de l'objet,  $\tilde{O}$  de la **FTO** du système optique et du résultat final de l'Eq. 1.3 pour deux systèmes optiques différents. Lorsque c'est un télescope mono-pupille comme dans le cas de la Fig. 1.3a, le système imageur est un filtre spatial passe-bas dont la fréquence de coupure haute est déterminée par

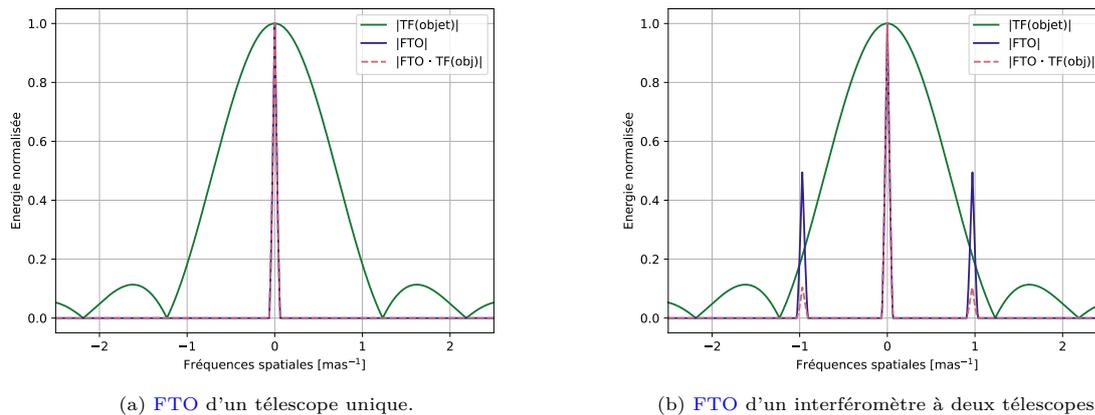


FIGURE 1.3 – Filtrage des fréquences spatiales à  $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$  par la FTO d'un système imageur dans le cas où celui-ci est fait d'un unique télescope de 10 m ou de deux fois ce même télescope séparés de 150 m. L'objet représenté est une étoile sphérique de diamètre 1 mas.

la distance maximale entre deux points de la pupille : le diamètre du télescope. Mais lorsque plusieurs télescopes sont impliqués, la nouvelle pupille contient des points dont la distance est de l'ordre de l'écart entre les télescopes. Sur la Fig. 1.3b, je représente la FTO d'un interféromètre dont la distance entre les télescopes,  $B$ , est de 5 m alors que chaque télescope fait 1 m de diamètre. Ainsi la FTO d'un interféromètre n'est plus un passe-bas comme pour le télescope monopupille mais un passe-bande et on voit que de l'information à plus haute fréquence est transmise, en plus des basses fréquences transmises par chacun des télescopes.

### 1.1.2 Cohérence de la lumière

Pour que l'Eq. 1.3 soit valide, les champs électromagnétiques provenant de l'objet doivent être cohérents lorsqu'ils sont recombinaés. Cette notion est expliquée en détail dans GOODMAN (2000). Je limite ici mon explication à ce qui est nécessaire pour la compréhension de ce phénomène physique et l'introduction des concepts utiles pour l'interférométrie stellaire optique.

La cohérence de la lumière a deux natures différentes, liées à la dimension spatiale et temporelle. L'objet observé est composé d'éléments chimiques, gaz, poussières, etc... qui se répartissent dans l'espace et qui vibrent à des fréquences différentes du fait de leur interaction avec la lumière. Le champ électromagnétique reçu par les deux télescopes est donc un ensemble de champs électromagnétiques émis depuis des points de coordonnées  $\mathbf{z}$  et à des fréquences  $\nu$  diverses.

#### Cohérence temporelle

Laissons d'abord de côté la dimension spatiale et intéressons nous à la diversité de fréquences de la source. Lorsque la source émet un champ électromagnétique, ce champ se propage jusqu'à l'interféromètre sous forme d'un paquet d'onde. Ce paquet d'onde se déplace à une vitesse moyenne appelée vitesse de groupe et avec une dispersion dans le temps qui dépend de la largeur spectrale du signal. Lorsqu'il parvient sur le détecteur au temps  $\tau_g$ , après propagation par le premier télescope, l'énergie émise par la source se répartit ainsi sur un temps caractéristique, le temps de cohérence  $\tau_c$ , relié à la bande spectrale  $\Delta\nu$  du signal par la relation  $\tau_c = 1/\Delta\nu$ . Pour interférer avec le champ électromagnétique émis au même moment par cette même source mais s'étant propagé au travers du deuxième télescope, ce dernier doit arriver dans l'intervalle de temps  $\tau_g \pm \tau_c$ . Cela limite la position du détecteur à laquelle les deux champs électromagnétiques sont en cohérence temporelle et donc à laquelle sont observables les franges d'interférences. La demi-largeur de cette zone est appelée Longueur de Cohérence  $L_c = c\tau_c$ . La largeur spectrale du Soleil est approximativement  $\Delta\nu \simeq 500 \text{ THz}$ , soit  $\tau_c \simeq 2 \text{ fs}$  et  $L_c = 600 \text{ nm}$ , c'est-à-dire que la longueur de cohérence est de l'ordre de la longueur d'onde donc il est impossible d'observer plus d'une frange. Pour remédier à cela, il est nécessaire de filtrer spectralement le champ ou, comme fait plus généralement, disperser la lumière dans plusieurs canaux

spectraux pour augmenter le temps de cohérence du signal et ainsi observer ces franges d'interférences. La résolution spectrale d'un spectrographe à la longueur d'onde  $\lambda$  est définie par :

$$R = \lambda/\delta\lambda \quad (1.4)$$

où  $\delta\lambda$  est la largeur spectrale du canal spectral contenant  $\lambda$ . Typiquement, à  $\lambda = 750 \text{ nm}$  et pour des résolutions spectrales  $R = 150$  et  $R = 10000$ , les longueurs de cohérence peuvent être facilement calculées par la formule  $L_c = R\lambda$  (cf. Sec. 1.4.1) et donnent respectivement  $L_c = 113 \text{ }\mu\text{m}$  et  $L_c = 7.5 \text{ mm}$ . Les instruments interférométriques qui dispersent la lumière sont appelés **spectro-interféromètres**.

### Cohérence spatiale

Supposons maintenant que nos deux champs électromagnétiques soient temporellement cohérents. Comme on vient de le voir, du moment que l'on disperse suffisamment, il est toujours possible d'obtenir la cohérence temporelle sur plusieurs millimètres de distance. Il est pour autant possible de ne pas observer de franges d'interférence malgré la cohérence temporelle du signal. Cela est dû à la dimension spatiale de la source. On parle alors de cohérence spatiale. Chaque point de la source, défini par son vecteur  $\mathbf{z}$ , émet son propre champ électromagnétique qui va interférer sur le détecteur après propagation le long des deux chemins optiques distincts. Lorsqu'ils interfèrent, l'interférogramme correspondant à chaque point  $\mathbf{z}$  a sa propre phase  $\phi$ . Plus ces points sources se répartissent sur une surface étendue, plus la diversité des phases des interférogrammes qu'ils créent sera importante. Les interférogrammes se superposent alors de moins en moins bien jusqu'à se brouiller mutuellement : plus aucune frange n'est observable. C'est ce que représente de manière simplifiée la Fig. 1.4 avec seulement deux points sources dans le cadre de l'expérience des trous d'Young.

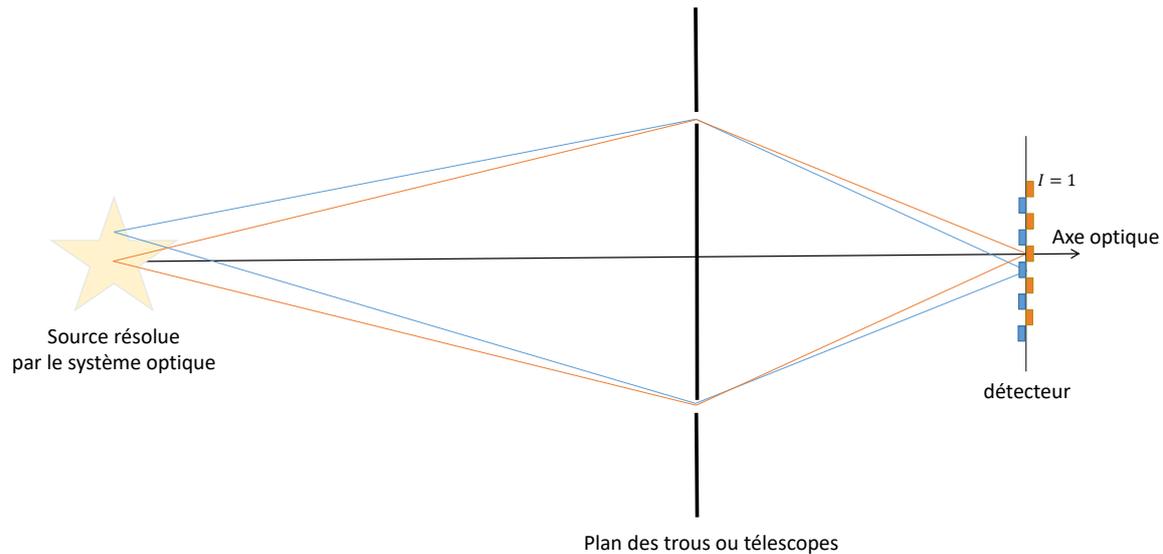


FIGURE 1.4 – Lorsque les trous ou télescopes par lesquels sont transmis les deux champs électromagnétiques temporellement cohérents sont suffisamment écartés en comparaison de l'étendue de la source, les franges d'interférence produites par chaque point source individuel sont suffisamment décalées pour réduire le contraste. Ici, les franges sont grossièrement représentées par leur intensité sur le détecteur (0 ou 1 en l'absence ou présence d'un rectangle) et les deux interférogrammes sont strictement décalés d'une demi-frange : le contraste de l'interférogramme final est nul, la somme des intensités étant égale à 1 sur tous les pixels du détecteur.

### Degré complexe de cohérence - Théorème de Zernike - Van-Cittert

Alors que la cohérence temporelle est une contrainte observationnelle obligeant à réduire la bande spectrale d'observation pour maintenir la cohérence des champs que l'on fait interférer, la cohérence spatiale est au contraire l'information que l'interféromètre stellaire cherche à obtenir de l'objet.

Prenons un champ électromagnétique, supposé temporellement cohérent lors de l'observation, et prenons en compte l'ensemble des points  $\mathbf{z}$  qui ont contribué à l'émission de ce champ. On note  $E(\mathbf{x}, \mathbf{z}, \lambda, t)$  et  $E(\mathbf{x} + \mathbf{B}, \mathbf{z}, \lambda, t)$  les amplitudes complexes de ce champ à la longueur d'onde  $\lambda$  et aux points  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{x} + \mathbf{B}$ , décrivant la position de deux télescopes.

L'intensité obtenue sur le détecteur à la superposition de ces deux champs est :

$$I_{max}(\mathbf{B}) = \int_{source} \langle |E(\mathbf{x}, \mathbf{z}, t) + E(\mathbf{x} + \mathbf{B}, \mathbf{z}, t)|^2 \rangle d^2 \mathbf{z} \quad (1.5)$$

$$= 2 \int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) d^2 \mathbf{z} + 2\Re \left[ \int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) \exp \left( -2i\pi \mathbf{z} \cdot \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \right) d^2 \mathbf{z} \right] \quad (1.6)$$

$$= 2 \int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) d^2 \mathbf{z} + 2\Re \left[ \gamma \left( \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \right) \int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) d^2 \mathbf{z} \right] \quad (1.7)$$

où  $\Re$  est l'opérateur partie réelle et où l'on introduit le degré complexe de cohérence de la source :

$$\gamma \left( \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \right) = \frac{\int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) \exp \left[ -2i\pi \mathbf{z} \cdot \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \right] d^2 \mathbf{z}}{\int_{source} I(\mathbf{z}, \lambda) d^2 \mathbf{z}} \quad (1.8)$$

défini par le théorème de Zernike - Van-Cittert (GOODMAN, 2000) :

Le degré de cohérence spatiale du front d'onde mesuré est égal à la transformée de Fourier complexe normalisée de la distribution d'intensité de la source prise en une certaine fréquence spatiale  $\mathbf{B}/\lambda$ , où  $\mathbf{B}$  est le vecteur de base séparant les deux zones du front d'onde concernées et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation.

### 1.1.3 Les observables en interférométrie stellaire

Puisque par une simple transformée de Fourier, la connaissance parfaite du degré de cohérence spatiale de la source permet de connaître entièrement sa distribution spatiale d'intensité, l'objectif de l'interférométriste est de mesurer ce degré de cohérence en un maximum de fréquences spatiales  $\mathbf{B}/\lambda$  possibles, ou *a minima* en un nombre suffisant de fréquences spatiales pertinentes. Comme nous allons le voir tout de suite, le module et l'argument du degré complexe de cohérence ont deux conséquences distinctes sur l'interférogramme mesuré. Le type d'information qu'il porte est également différent.

#### Module du degré complexe de cohérence - Visibilité des franges d'interférences

Le module du degré complexe de cohérence permet de connaître la répartition en énergie entre les différentes fréquences spatiales de la source : il renseigne uniquement sur l'étendue spatiale de l'objet. Il est souvent appelé visibilité car cette information est donnée par la [visibilité](#) des franges d'interférence sur le détecteur du spectro-interféromètre. Par généralisation de ce principe, le degré complexe de cohérence est souvent appelé [visibilité complexe](#).

#### Argument du degré complexe de cohérence - Clôture de phase

L'argument du degré complexe de cohérence donne la façon dont l'énergie de la source est distribuée dans le champ d'observation, à une fréquence spatiale (direction et valeur) donnée. Pour illustrer cela, j'affiche en Fig. 1.5 la reconstruction de deux images à partir de leur transformée de Fourier (autrement dit leur degré complexe de cohérence) mais pour lesquelles j'ai échangé leur module et argument. Les images les plus ressemblantes sont celles pour lesquelles l'argument de la transformée de Fourier est en commun. On voit donc l'importance de cette information dans la reconstruction de l'image d'un objet astrophysique. La phase est en particulier nécessaire pour reconstruire des structures asymétriques. Sans la phase, seuls des objets à symétrie axiale peuvent être reconstruits entièrement.

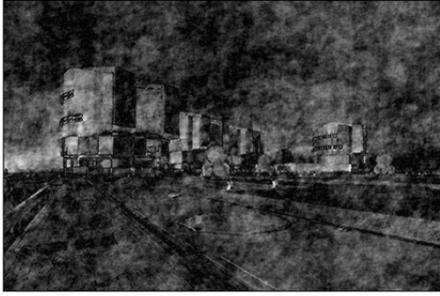
En interférométrie stellaire depuis le sol, une contrainte observationnelle empêche de mesurer parfaitement la phase : la turbulence atmosphérique. Le déphasage introduit entre les deux champs électromagnétiques au cours de leur propagation jusqu'au détecteur sur des chemins optiques différents a exactement la même conséquence que l'argument du degré complexe de cohérence : un décalage de l'interférogramme. Une subtilité cependant permet de vaincre partiellement cette dégénérescence de



(a) Photographie de l'interféromètre VLTI :  $I_{vlti}$



(b) Photographie de l'interféromètre CHARA :  $I_{chara}$



(c) Avec le module de  $\widetilde{I}_{chara}$  et l'argument de  $\widetilde{I}_{vlti}$



(d) Avec le module de  $\widetilde{I}_{vlti}$  et l'argument de  $\widetilde{I}_{chara}$

FIGURE 1.5 – Comparaison entre les images reconstruites de deux photographies à partir de leur degré complexe de cohérence mais pour lesquels j'ai échangé les modules et arguments. On voit que les images les plus ressemblantes sont celles pour lesquelles l'argument de la transformée de Fourier est en commun.

l'information : la **clôture de phase**. Comme nous allons le voir dans la Sec. 1.3, la phase introduite par l'atmosphère sur chacune des bases est purement issue d'une différence de marche :

$$\Phi_{atm,ij} = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_j - \delta_i) \quad (1.9)$$

où  $\delta_i$  est le chemin optique du faisceau transmis par le télescope  $i$  jusqu'au détecteur. Par conséquent, lorsqu'au moins trois télescopes recombinent le champ électromagnétique, les phases atmosphériques ne sont pas indépendantes, leur somme s'annule :

$$\Theta_{atm,ijk} = \frac{2\pi}{\lambda} [(\delta_j - \delta_i) + (\delta_k - \delta_j) + (\delta_i - \delta_k)] = 0. \quad (1.10)$$

La technique de **clôture de phase**, introduite en interférométrie par JENNISON (1958), consiste donc à sommer les phases mesurées sur trois bases formant un triangle pour en supprimer les phases atmosphériques, ne laissant que l'information de phase de l'objet :

$$\Theta_{mes,123} = \Phi_{atm,12} + \Phi_{atm,23} + \Phi_{atm,31} + \Phi_{obj,12} + \Phi_{obj,23} + \Phi_{obj,31} \quad (1.11)$$

$$\Theta_{mes,123} = \Phi_{obj,12} + \Phi_{obj,23} + \Phi_{obj,31} = \Theta_{obj,123} \quad (1.12)$$

On ne mesure donc pas directement l'argument du degré complexe de cohérence de l'objet sur une fréquence spatiale donnée mais la clôture de cet argument sur un triangle, autrement dit l'argument

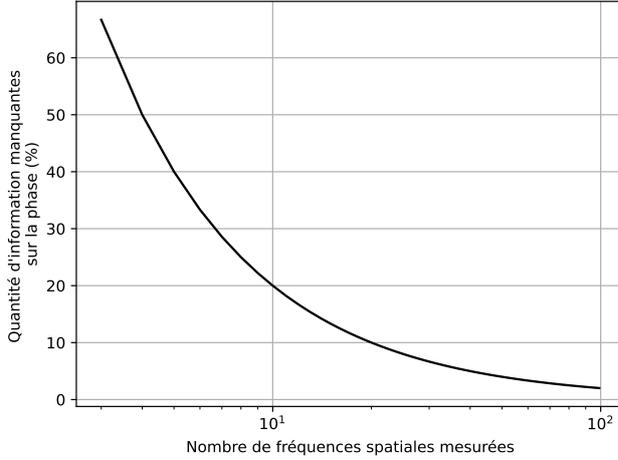


Figure 1.6 – Quantité d'information manquante sur l'argument de la visibilité complexe aux fréquences spatiales mesurées en fonction du nombre de ces fréquences spatiales mesurées.

du phaseur issu de la multiplication des visibilités complexes des trois fréquences spatiales du triangle. Ce phaseur porte le nom de **bispectre**.  $N$  télescopes donnent accès à la mesure de

$$N_c = \frac{(N-1)(N-2)}{2} \quad (1.13)$$

clôtures indépendantes à partir des

$$N_b = \binom{N}{2} \quad (1.14)$$

bases, donc fréquences spatiales, disponibles. Le rapport de ces deux quantités,  $1 - 2/N$ , correspond à la quantité d'information de phase disponible parmi les visibilités complexes mesurées. Je trace en Fig. 1.6 la courbe  $f(N) = 2/N$ , soit la quantité d'information de phase manquante en fonction du nombre de pupilles, i.e. nombre de fréquences spatiales mesurées simultanément. On voit que le manque d'information diminue rapidement avec le nombre de télescopes, passant de 33% à 20% de six à dix pupilles mais qu'il faut ensuite passer à 20 pupilles pour atteindre 10% de perte et 100 pupilles pour n'avoir plus que 2% de perte.

### Observables supplémentaires

D'autres observables peuvent être obtenues à partir de ces deux quantités, de façon à obtenir des mesures plus spécifiques avec parfois l'avantage d'être moins sensibles aux contraintes observationnelles, en particulier les turbulences atmosphériques.

C'est le cas de la technique de la **phase différentielle** (BECKERS, 1982 ; PETROV, 1988) utilisée sur tous les spectro-interféromètres (GRAVITY COLLABORATION, 2018 ; LOPEZ et al., 2021 ; PETROV et al., 2007). En intercorrélant les systèmes de frange deux canaux spectraux différents, l'un correspondant à une raie d'absorption par exemple et l'autre au continuum du spectre de la source, on peut obtenir des informations de cinématique de l'objet observé.

Mentionnons également les techniques cherchant à réduire le signal interférométrique d'une partie du champ des sous-pupilles, généralement où se situe un objet très brillant, pour augmenter le contraste du signal interférométrique restant dans lequel on s'attend à trouver un objet faible. Ce sont les techniques dites de **nulling** interférométrique. Un nuller fonctionnant avec deux télescopes (SERABYN et al., 2012) doit maintenir l'interférogramme le plus statique possible pour observer dans les zones de "null" le signal faible issu de l'interférogramme donné par un objet hors-axe dans le champ des sous-pupilles. Cependant, la turbulence atmosphérique réduit la profondeur du "null" atteignable en déstabilisant l'interférogramme. Mais sur le même principe que les clôtures de phase indépendantes du piston atmosphérique, il est possible de construire une observable équivalente au "null" à partir des visibilités complexes de trois bases ou plus. Cette généralisation à plusieurs télescopes du **nulling** interférométrique a été nommée **kernel nulling** (MARTINACHE, 2010 ; MARTINACHE et IRELAND, 2018) par le groupe qui la développe actuellement à l'**Observatoire de la Côte d'Azur (OCA)**.

### 1.1.4 Couverture $(u,v)$ et synthèse d'ouverture

Dans la Sec. 1.1.3, j'explique le lien entre les mesures interférométriques et la capacité à reconstruire la distribution d'intensité de l'objet observé à partir des visibilité complexes. On comprend rapidement que plus on possède de fréquences spatiales auxquelles une visibilité complexe est mesurée, plus la reconstruction de l'objet est proche de la réalité.

On exprime généralement le vecteur  $\mathbf{B}/\lambda$  dans le référentiel orthonormé défini par le vecteur  $\mathbf{z}$  pointant vers l'objet observé et deux directions orthogonales. Dans le plan de ces deux directions orthogonales à  $\mathbf{z}$ , on note les coordonnées spatiales angulaires  $(\alpha, \beta)$  et leurs conjuguées  $(u, v)$ . L'ensemble de coordonnées auxquelles l'interféromètre peut effectuer une mesure est appelé la couverture  $(u, v)$ .

Prenons un interféromètre à six télescopes et mettons de côté la dimension spatiale de chacun de ces télescopes. Les quinze paires de télescopes permettent donc de mesurer le degré complexe de cohérence de l'objet à quinze fréquences spatiales. Si les coordonnées de ces quinze fréquences spatiales sont différentes, la configuration de l'interféromètre est qualifiée de non-redondante. Si certaines coordonnées sont identiques, l'interféromètre est redondant : on mesure moins de fréquences différentes mais on peut bénéficier d'une mesure finale plus précise sur les bases redondantes. Le logiciel Aspro<sup>2</sup> développé par le JMMC<sup>3</sup> et utilisé pour préparer les observations interférométriques affichent ainsi la couverture  $(u, v)$  des mesures (Fig. 1.7).

Six télescopes pour un interféromètre stellaire optique est à l'heure actuel le maximum atteint. Mais comme nous l'avons vu en Sec. 1.1.3, quinze fréquences spatiales est loin d'être suffisant pour reconstruire une image. Cela permet de contraindre des modèles simples comme celui d'un disque ou d'une étoile binaire par exemple. Heureusement, la Terre tourne et la position  $\mathbf{z}$  de l'objet avec elle. Ainsi, la projection des fréquences spatiales  $\mathbf{B}/\lambda$  sur le vecteur  $\mathbf{z}$  change au cours du temps ce qui permet de progressivement compléter le plan  $(u, v)$ . Cette technique s'appelle la **synthèse d'ouverture**.

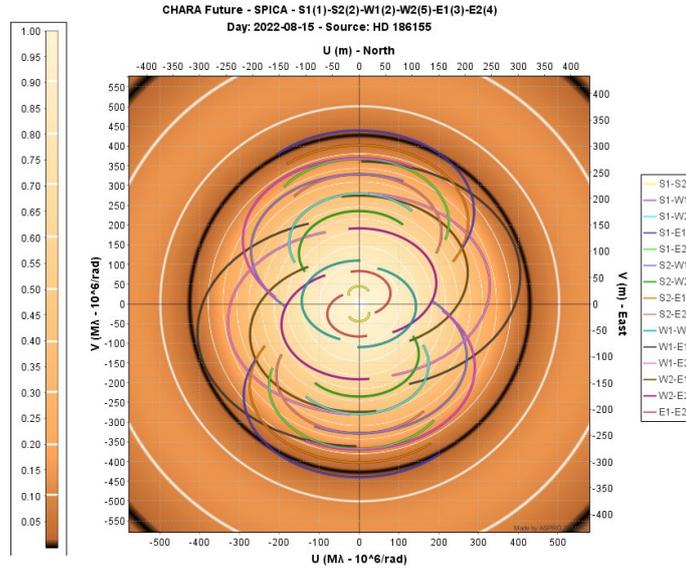


FIGURE 1.7 – Couverture du plan  $(u, v)$  par le spectro-interféromètre SPICA-VIS opérant sur l'interféromètre à six télescopes CHARA au cours d'une nuit. Aux coordonnées des fréquences spatiales indiquées par les "traces" colorées sont ajoutées le module des visibilité de l'étoile HD186155. Crédit : Logiciel Aspro.

Une façon supplémentaire d'augmenter la couverture  $(u, v)$  de l'interféromètre est de réaliser les mesures sur une bande spectrale large, au moyen de modèles sur la chromaticité de l'éclairement de l'objet. Ainsi, de 0.6 à 2.5  $\mu\text{m}$  sur une base donnée, la valeur de la fréquence spatiale de la mesure est plus que quadruplée.

2. <https://www.jmmc.fr/english/tools/proposal-preparation/aspro/>

3. <https://www.jmmc.fr/>

## 1.2 Du concept de franges d'interférences au premier interféromètre stellaire optique

### 1.2.1 Premières mesures de diamètres stellaires (1880-1920)

L'idée d'utiliser l'interférométrie pour estimer la taille caractéristique des étoiles remonte à Hippolyte Fizeau au milieu du XIX<sup>ème</sup> (GREFFE, 2005). Il proposa de reproduire l'expérience des fentes d'Young dans la pupille d'un télescope, pour mesurer la visibilité des franges ainsi produites au foyer du télescope et en déduire le diamètre caractéristique de l'étoile au moyen du théorème de Zernike - Van-Cittert (cf Sec. 1.1.1). En 1873 et 1874, Stephan tenta l'expérience sur le télescope de 1 m de l'Observatoire de Marseille. Les franges d'interférence étaient visibles à l'oeil nu malgré la turbulence, ce qui l'amena à la conclusion que les étoiles étaient d'un diamètre angulaire trop petit pour être résolues par un télescope de cette taille.

C'est 40 ans plus tard, en 1920, que Michelson reproduisit au Mont Wilson (Etats-Unis) l'expérience en ajoutant deux miroirs séparés de 6 mètres redirigeant la lumière de l'étoile vers le miroir principal du *100-inch telescope* (Fig. 1.8). Cette séparation lui permit d'estimer le diamètre angulaire de l'étoile géante Bételgeuse à 50 mas, la plus large angulairement de notre ciel et de huit autres étoiles. La résolution angulaire de ce premier interféromètre stellaire restait hélas trop faible pour en mesurer davantage.



Figure 1.8 – Poutre de Michelson ayant permis pour la première fois la mesure du diamètre de Bételgeuse et de huit autre étoiles par la suite. Deux miroirs plans montés sur des rails sont orientés à 45° pour envoyer la lumière vers deux autres miroirs plans centraux réfléchissant la lumière vers le bas où se trouve le miroir de 1.5 m du télescope. La structure métallique cylindrique est le tube porteur du miroir secondaire du télescope. Photographie prise sur le site du Mont Wilson où il est exposé, lors de la mission d'intégration de l'instrument [SPICA-VIS](#) en 2022.

### 1.2.2 Développement et standardisation de l'interférométrie radio (1920-)

À la suite de la Première Guerre Mondiale, les progrès des radiotélécommunications ouvrirent la voie aux observations radioastronomiques. Cependant, la faible résolution des observations à des longueurs d'onde centimétriques contraint rapidement les astronomes à utiliser eux aussi la technique de l'interférométrie. Mais cette fois-ci, la turbulence atmosphérique n'était plus un problème, la mesure électronique du champ électromagnétique reçu par chacun des radiotélescopes permettant leur recombinaison post-observation avec des contraintes beaucoup plus faibles sur la distance des radiotélescopes. Ces distances spatiales devinrent ainsi rapidement kilométriques et sont aujourd'hui continentales, offrant des résolutions spatiales équivalentes à celles atteintes en interférométrie optique, soit quelques centaines de secondes d'arc.

Le succès de la radio-interférométrie suggéra la transposition de cette technique au domaine de l'optique. Une nouvelle méthode interférométrique fut alors développée, reposant sur la mesure de la corrélation entre les intensités des champs électromagnétiques provenant de l'étoile et mesurés par deux télescopes séparés d'une certaine distance. Cette technique appelée interférométrie d'intensité fut appliquée avec succès par Hanbury Brown et Twiss avec des longueurs de base jusqu'à 200 m, atteignant ainsi pour la première fois de l'Histoire des résolutions angulaires inférieures à la milliseconde d'arc. L'effet de corrélation de ces intensités porte aujourd'hui leur nom. Cependant, cette technique qui ne fonctionnait qu'à haute résolution spectrale, était limitée à des objets de magnitude inférieure à 2, ce qui limita rapidement le nombre d'objets concernés.

### 1.2.3 Renouveau de l'interférométrie optique (1970-)

Face aux limites de sensibilité de l'interférométrie d'intensité, les développements de l'interférométrie de Michelson reprirent, poussés par les progrès technologiques réalisés par l'industrie, notamment sur les caméras et dans le domaine des télécommunications. C'est à l'Observatoire de Nice, sur le site du Mont Gros, qu'en 1974 Antoine LABEYRIE (1975) réalisa les premières franges d'interférence au moyen de deux télescopes optiques séparés de 12 m. Les champs électromagnétiques récoltés par ces deux télescopes, après collimation, étaient redirigés vers un même foyer par propagation sur un chemin optique réglable (Fig. 1.9), aujourd'hui nommé **Lignes à Retard (LAR)**. La sensibilité et robustesse de la technique permettait cette fois des observations plus routinières et posa la première pierre des interféromètres stellaires optiques actuels.

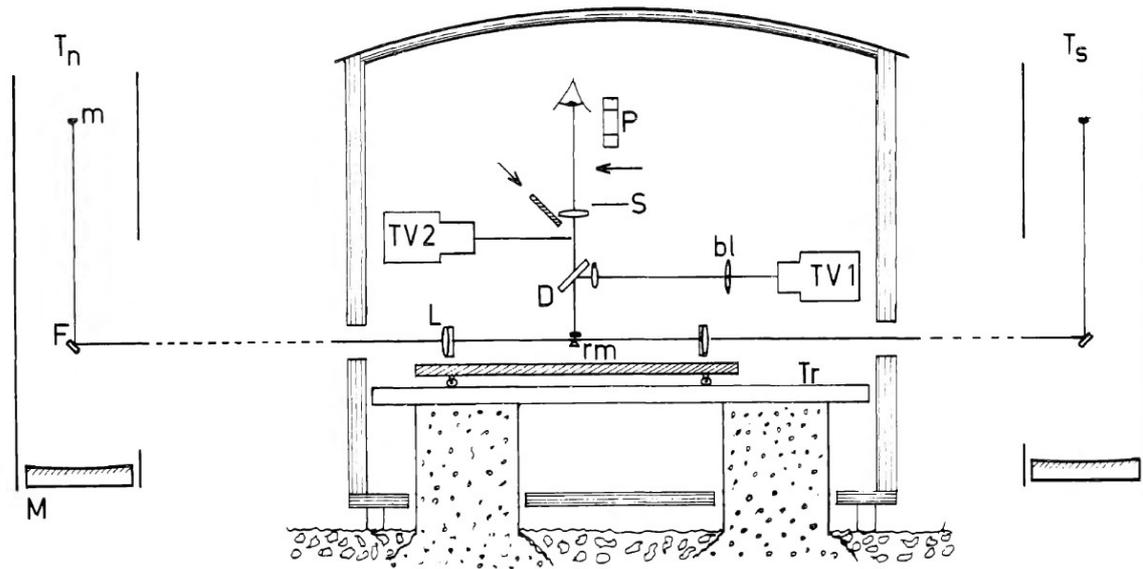


FIGURE 1.9 – Concept optique de l'interféromètre stellaire ayant posé les bases des interféromètres actuels. Installé à l'Observatoire de Nice, il a permis à Labeyrie d'obtenir des franges d'interférences sur Vega en 1974. La lumière de Vega est réfléchi sur les miroirs primaires M et secondaires m des deux télescopes Cassegrain puis envoyée par les miroirs plans F vers le laboratoire confocal. Un système optique permet de mettre en forme les faisceaux et de les mettre en cohérence pour observer les franges sur la caméra à comptage de photons TV1.

Suite à ce premier succès, le projet fut déplacé sur la plateau de Calern, sous le nom de **Interféromètre à 2 Télescopes (I2T)**. Le I2T permit des mesures interférométriques dans le visible et le proche infrarouge puis s'ensuivit une version équipée de télescopes plus grands (1.5 m) et plus distants (65 m), le **Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T)** (MOURARD et al., 1994). Pendant ce temps, le **Massachusetts Institute of Technology (MIT)** et **Naval Research Laboratory (NRL)** développèrent au Mont Wilson leurs propres interféromètres à deux télescopes sous la forme de trois prototypes Mark I, Mark II et Mark III. En 1980, SHAO et STAELIN (1980) accomplirent le premier suivi de franges actif, définissant les concepts de cette technique équipant tous les interféromètres actuels. Avec sa base de 20 m, Mark III (SHAO et al., 1988) était un interféromètre visible dont la transmission et le niveau élevé d'automatisation permit à la communauté astrophysique d'effectuer de nombreuses mesures interférométriques. Ces différents succès prouvèrent la maturité suffisante de l'interférométrie stellaire pour la mise en oeuvre des grandes installations actuelles.

### 1.2.4 Les interféromètres stellaires majeurs actuels

Aujourd'hui, deux interféromètres stellaires optiques fonctionnent presque quotidiennement dans le monde : **The Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA)** (SCHAEFER et al., 2020) et le **Very Large Telescope Interferometer (VLTI)** (HAGUENAUER et al., 2010). À ces deux premiers s'ajoute le **Navy Precision Optical Interferometer (NPOI)** (VAN BELLE et al., 2020), dont le fonctionnement

sont encore très irrégulier. Le [Magdalena Ridge Observatory Interferometer \(MROI\)](#) (BUSCHER et al., 2013 ; CREECH-EAKMAN et al., 2020) est aussi en développement depuis plusieurs dizaine d'années maintenant, développement ralenti par des difficultés de financement. Un représentant supplémentaire de cette technique est le [Large Binocular Telescope Interferometer \(LBTI\)](#) (HINZ et al., 2003), mais sa configuration unique de type interférométrie de Fizeau le rend incomparable aux quatre autres, je ne le présenterai donc pas.

### Very Large Telescope Interferometer

Opéré par le [European Southern Observatory \(ESO\)](#), l'observatoire aujourd'hui le plus fructueux en interférométrie stellaire est le [VLTI](#), situé sur le Mont Paranal dans le désert d'Atacama au Chili, à une altitude de 2635 m. Les quatre Unit Telescopes (UTs) fixes de 8 m de diamètre utile lui permettent l'observation d'objets très faibles (jusqu'à la magnitude 17, voire 20, dans la bande K par exemple) sur six bases interférométriques de 46.63 à 130.23 m (cf. Fig. 1.10). En complément, les quatre Auxiliary Telescopes (ATs) de 1.8 m de diamètre utile pouvant se placer sur 30 positions différentes multiplient les configurations possibles, offrant ainsi la plus grande longueur de base de 132 m et une meilleure couverture du plan (u,v). Ils permettent en outre un usage toutes les nuits des instruments interférométriques pendant que les UTs sont utilisés pour des observations monopupilles. Le VLTI héberge actuellement 3 spectro-interféromètres pouvant utiliser 4 des 8 télescopes à la fois et couvrant à eux trois une très large bande spectrale allant de 1.75 à 13  $\mu\text{m}$ , permettant une grande hétérogénéité des objets étudiés. Ces instruments seront présentés plus en détail dans la Sec. 2.1.

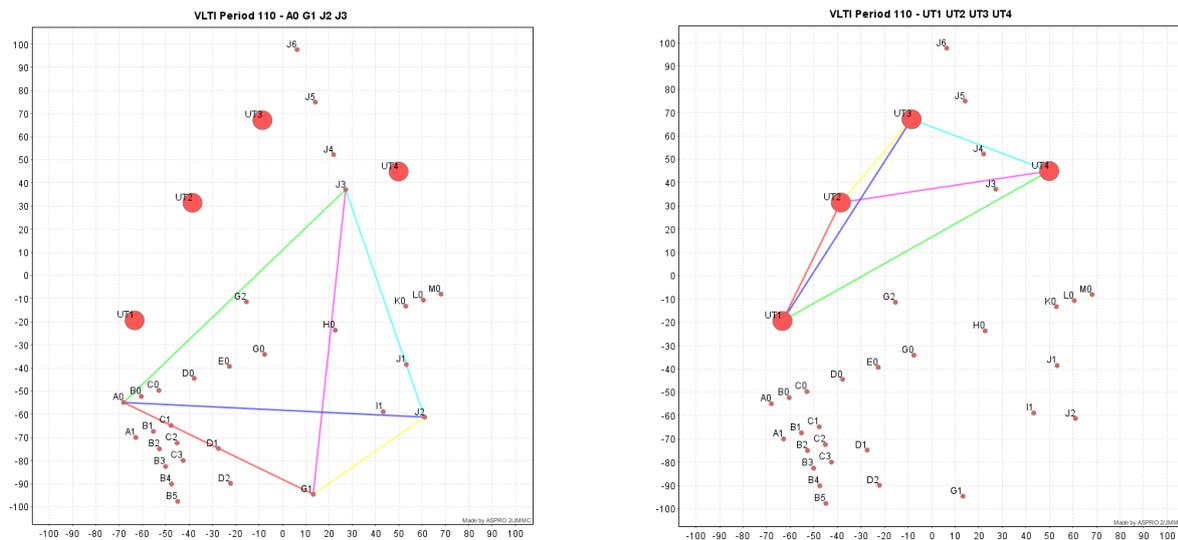


FIGURE 1.10 – Deux configurations d'interféromètres à 4 télescopes permises par le VLTI. La configuration de la figure à gauche utilisant des télescopes ATs offre la plus grande base actuellement atteignable du VLTI : 130.23 m

### The Center for High Angular Resolution Astronomy

Situé sur le Mont Wilson, célèbre pour les travaux de Michelson ainsi que pour avoir hébergé la *100''-telescope* qui a permis à Hubble de découvrir le phénomène d'expansion de l'Univers, [CHARA](#) (Fig. 1.11) est un interféromètre stellaire composé de six télescopes fixes de 1 m de diamètre, positionnés selon une géométrie en Y, permettant la mesure de 15 visibilité absolues et 10 clôtures de phase. Ses bases interférométriques ont entre 33 et 330 m de longueur et les observations y sont faites entre 0.5 et 2.45  $\mu\text{m}$ , lui conférant la plus haute résolution angulaire dans les longueurs d'ondes optiques à ce jour avec la capacité de mesurer des diamètres d'étoile, défini au sens de la première annulation de la visibilité, aussi petit que 1.6 et 0.4 mas dans les bandes K et V respectivement.

Chaque télescope est équipé d'un système d'[Optique Adaptative \(OA\)](#) capable de corriger le front d'onde jusqu'à un rapport de Strehl de 25% à 700 nm dans les conditions nominales (BERIO et al., 2014). Pour des raisons de coûts et de complexité d'infrastructure, les 90 m de [LAR](#) de CHARA

permettant de compenser les différences de marche (cf. Sec. 1.4.1) ne sont pas sous vide mais dans un laboratoire dont l'environnement est contrôlé.

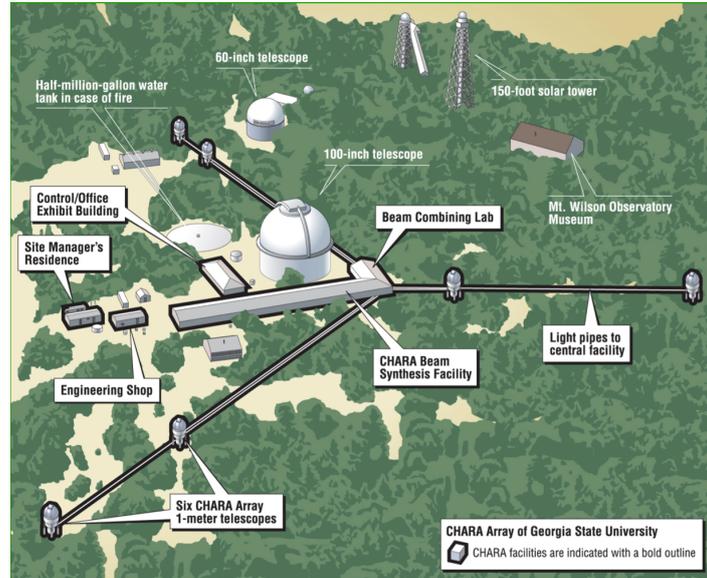


FIGURE 1.11 – Plan de l'interféromètre stellaire CHARA mettant en évidence sa forme en Y avec deux télescopes par bras et le laboratoire de recombinaison des faisceaux en son centre. Les tubes dans lesquels les faisceaux se propagent jusqu'au laboratoire sont maintenus à pression proche du vide pour limiter les perturbations optiques.

### Magdalena Ridge Observatory Interferometer

MROI (BUSCHER et al., 2013; CREECH-EAKMAN et al., 2020) est situé aux Etats-Unis à une altitude de 3200 m. Son développement a débuté en 2000 avec l'objectif de faire interférer la lumière collectée par 10 télescopes de diamètre 1.4 m, sur plusieurs architectures en Y permises par 28 stations d'accueil des télescopes. Il mesurera ainsi 36 clôtures de phase indépendantes et les visibilités absolues sur 45 bases de 7.8 à 347 m. Il est conçu pour observer dans le visible et proche infrarouge, de 0.6 à 2.4  $\mu\text{m}$ , lui conférant ainsi une résolution angulaire maximale équivalente à celle de CHARA mais avec des sensibilités supérieures et une couverture  $(u,v)$  plus dense.

Lors que les trois premiers télescopes entreront en service, l'instrument **Free-space Optical multi-apertUre combineR for IntERferometry (FOURIER)** (MORTIMER et al., 2020) permettra de faire les premiers interférogrammes dans les bandes J, H et K.

Une particularité du MROI réside dans la nature de ses LAR. L'ensemble du chemin optique, depuis les télescopes aux spectro-interféromètres, est situé dans le vide. Les LAR sont des tubes sous vide dans lequel les chariots permettant le cophasage des télescopes se déplacent. Ainsi, tous les effets de la dispersion longitudinale deviennent quasiment négligeables.

### Navy Precision Optical Interferometer

NPOI (VAN BELLE et al., 2020) est situé à 2163 m d'altitude sur le site Anderson Mesa du Lowell Observatory, en Arizona. Il a été construit à la fin du XX<sup>ème</sup> siècle avec l'objectif principal de développer les techniques nécessaires à l'astrométrie pour les besoins de la Navy et plus récemment à l'imagerie des satellites géostationnaires. Il est capable aujourd'hui de recombinaison jusqu'à six faisceaux visibles et proche infrarouge provenant de six petits télescopes ( $D = 12$  cm) distants de 10 à 79 m, avec l'ambition d'étendre à terme le réseau à 432 m de base maximale. Il est constitué de trois bras disposés en Y avec au total 30 stations d'accueil, permettant de disposer les télescopes suivant de nombreuses configurations différentes.

Les premières franges sur un satellite géostationnaire ont été obtenues en 2009 avec une base du réseau (HINDSLEY et al., 2011) puis en 2015 avec plusieurs bases (ARMSTRONG et al., 2015). Depuis 2016, l'instrument **Visible Imaging System for Interferometric Observations at NPOI (VISION)** (GARCIA et al., 2016) y opère dans le visible (570-750 nm).

Pour répondre au besoin d'imager ces objets faibles et petits angulairement, des développements sont en cours (VAN BELLE et al., 2020) pour équiper le réseau de télescopes mobiles de 1 m, augmentant la sensibilité et la flexibilité du réseau en terme de couverture  $(u, v)$ .

## 1.3 La turbulence atmosphérique

Tous ces interféromètres sont installés sur Terre. Pourtant, de nombreux télescopes monopupilles ont déjà été envoyés en orbite. Le projet DARWIN<sup>4</sup> avait l'ambition de faire fonctionner un interféromètre de trois à quatre télescopes au second point de Lagrange, mais le niveau de stabilisation nécessaire entre ces télescopes mit un coup d'arrêt au projet en 2007, en attendant que les progrès techniques permettent un nouveau départ. Un intérêt majeur d'observer les astres depuis l'espace est l'absence de l'atmosphère dans la ligne de visée de l'instrument. L'atmosphère non seulement absorbe une partie de la lumière mais perturbe également sa propagation, dégradant la qualité des images obtenues par les instruments. L'objet de cette section est d'expliquer l'origine et le formalisme d'étude de la turbulence atmosphérique.

### 1.3.1 Description physique de la turbulence atmosphérique

L'atmosphère, principalement composée de diazote  $N_2$  et de dioxygène  $O_2$  mais également de centaines de gaz différents dont la quantité ne devient négligeable qu'à partir de 80 à 100 km d'altitude. De nombreuses fluctuations y modifient la température, la pression, la concentration des différents gaz, etc... qui ont pour conséquence de modifier la manière dont la lumière s'y propage.

Tout instrument optique observant l'espace depuis la Terre subit donc ce que l'on appelle la turbulence atmosphérique. En dégradant fortement le front d'onde, la turbulence atmosphérique limite la résolution angulaire des télescopes au sol, rendant celle d'un télescope de 8 m équivalente à celle d'un télescope de 1 m au mieux dans l'infrarouge, moins encore dans le visible. Pour un interféromètre stellaire, à la perturbation de la phase au sein de chaque pupille s'ajoute la perturbation de la différence des phases moyennes entre ces pupilles. Ces perturbations de phase agitent les franges d'interférence, empêchant de les observer sur des temps longs et à haut contraste si rien n'est fait pour les stabiliser. En attendant de pouvoir envoyer un interféromètre stellaire dans l'espace, il est donc nécessaire de faire disparaître ces perturbations atmosphériques. Les astronomes ont donc progressivement, à mesure que les télescopes gagnaient en diamètre notamment, cherché à comprendre les phénomènes qui régissent ces perturbations afin de les modéliser puis les compenser avec des techniques que je présenterai dans la Sec. 1.4.

La modélisation théorique de la turbulence atmosphérique a été initiée par les travaux de KOLMOGOROV (1941) et poursuivie par d'autres auteurs dont Roddier qui fournit une description très détaillée des différents modèles que le lecteur intéressé pourra aller consulter (RODDIER, 1981). Dans cette section, j'introduirai les paramètres principaux permettant de décrire la turbulence atmosphérique dans le cadre de ce manuscrit.

L'atmosphère suit un processus de cascades turbulentes, représenté en Fig. 1.12, observé qualitativement par RICHARDSON (1921) et théorisé par KOLMOGOROV (1941). L'énergie de la turbulence est introduite aux grandes échelles spatiales  $L > L_0$ , où  $L_0$  est le paramètre de **grande échelle** en produisant de grands tourbillons ("eddies") qui se dissipent progressivement dans des tourbillons de tailles de plus en plus réduites jusqu'à atteindre une dimension  $l_0$ , la **petite échelle**, où l'énergie termine de se dissiper par frottements visqueux. Dans le **régime inertiel** délimité par ces deux dimensions, Kolmogorov a montré que le spectre de l'énergie est proportionnel à  $k^{-5/3}$  où  $k$  est le nombre d'onde angulaire défini par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.15)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde.

### 1.3.2 Fonction de structure et cohérence spatio-temporelle

Pour décrire la turbulence atmosphérique plus en détail dans ses dimensions temporelle et spatiale, et éviter la divergence en 0 du modèle de Kolmogorov, il est courant d'utiliser la **Fonction de Structure**

4. <http://www.esa.int/science/darwin>

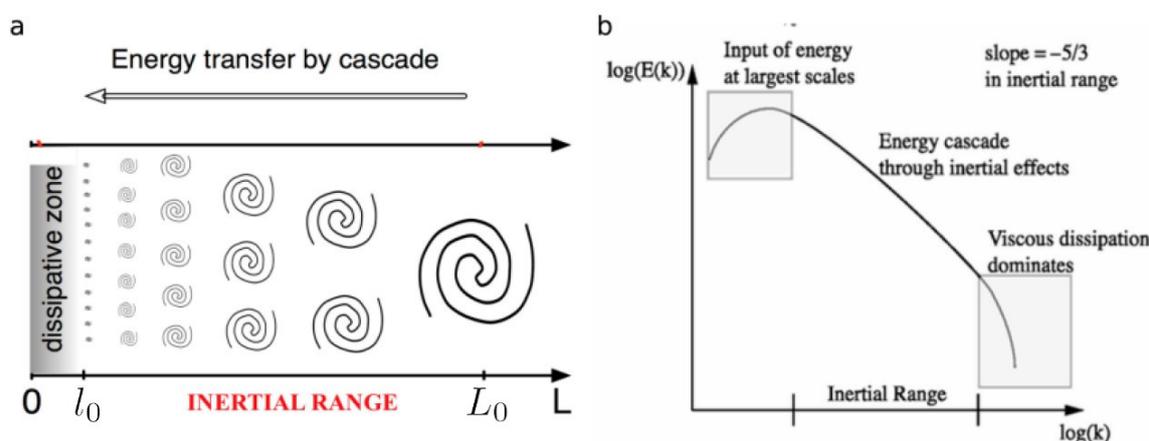


FIGURE 1.12 – Cascades d'énergie, telles que modélisées par Kolmogorov en 1941. L'énergie de la turbulence est introduite aux grandes échelles spatiales  $L > L_0$  en produisant de grands tourbillons ("eddies") qui se dissipent progressivement dans des tourbillons de tailles de plus en plus réduite jusqu'à atteindre une dimension  $l_{diss}$  où l'énergie termine de se dissiper par viscosité. Kolmogorov a déterminé, dans le régime inertiel, la dépendance de cette énergie au nombre d'onde  $k$  à la puissance  $-5/3$ .

(SF) de la phase :

$$D_\phi(r, t) = \langle [\varphi(r', t') - \varphi(r + r', t + t')]^2 \rangle_{r', t'} \quad (1.16)$$

où  $r$  est la coordonnée spatiale transverse de l'onde dans la pupille du télescope et  $t$  la coordonnée temporelle.

En astronomie, nous sommes intéressés par les conséquences de la turbulence atmosphérique sur la qualité des images. En particulier, il est intéressant de relier l'état de la turbulence atmosphérique à la taille de la tache d'Airy minimale observable par un télescope donné. C'est l'objectif du paramètre  $r_0$  introduit par FRIED (1966) et qui porte son nom. Il est relié à la SF à la longueur d'onde  $0.5 \mu\text{m}$  par la formule

$$D_\phi(r, 0) = 6.883 \left( \frac{|r|}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (1.17)$$

et définit le diamètre équivalent d'un télescope produisant la même dimension de tache d'Airy que celle donnée par un front d'onde traversant l'atmosphère. Le diamètre angulaire de ce disque d'Airy, appelé *seeing*, est donc de l'ordre de  $\lambda/r_0$ .

Pour obtenir une image de qualité, l'astronome réalise des mesures à courte pose. Le temps maximal des poses est déterminé par la cohérence temporelle du front d'onde après traversée de l'atmosphère. L'astronome a donc aussi besoin d'un paramètre définissant cette limite. Une manière pertinente de décrire l'évolution temporelle des fluctuations est à partir de couches turbulentes d'énergie  $C_N(h)$ , de hauteurs  $h$  et d'épaisseurs  $dh$  se déplaçant à des vitesses  $\mathbf{v}(h)$ . On peut ainsi définir une vitesse moyenne de la colonne d'air traversée par le front d'onde :

$$\bar{v} = \left[ \frac{\int_0^\infty \mathbf{v}(h)^{5/3} C_N^2(h) dh}{\int_0^\infty C_N^2(h) dh} \right]^{5/3} \quad (1.18)$$

En faisant l'hypothèse du tapis atmosphérique, qui consiste à dire que la topologie de l'atmosphère dans la ligne de visée du télescope se déplace dans la direction et à la vitesse du vent. On peut ainsi relier le temps de cohérence de l'atmosphère à cette vitesse moyenne et au paramètre de Fried :

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{\bar{v}} \quad (1.19)$$

Ainsi, le temps de pose d'une observation est limitée par le temps de cohérence  $\tau_0$  de l'atmosphère au-delà duquel l'écart-type temporel du front d'onde dépasse 1 rad et l'image d'un objet non résolu devient de plus en plus étalée, s'éloignant de la tache d'Airy et donc dégradant la résolution de la mesure.

### 1.3.3 Spectre de la turbulence différentiel entre deux télescopes

La turbulence atmosphérique réduit donc la résolution angulaire d'un télescope à celle d'un télescope de diamètre  $r_0$ . Pour remédier à cela, de nombreux télescopes de diamètre supérieur à 1 m sont aujourd'hui équipés d'une **Optique Adaptative (OA)** dont le rôle est d'aplanir ce front d'onde grâce à la mesure de ces aberrations, au moyen d'un senseur de front d'onde, et une boucle de rétroaction envoyant des commandes sur un miroir déformable. Dans le cadre de ma thèse, je m'intéresse en revanche à l'impact de la turbulence sur les franges d'interférence obtenues par un spectro-interféromètre combinant la lumière de deux pupilles éloignées de plusieurs mètres. Je laisse donc de côté les aberrations du front d'onde au sein de chaque pupille en faisant des hypothèses sur la qualité de la correction et m'intéresse à la différence  $\Delta$  entre les pistons moyens  $\delta$  existants entre ces pupilles.

En s'appuyant sur les modèles de turbulence de von Karman (ISHIMARU, 1978) et GREENWOOD et TARAZANO (1974) et sur des mesures interférométriques faites au Mont Wilson avec l'interféromètre stellaire Mark III (COLAVITA et al., 1987), BUSCHER et al. (1995) modélisent le spectre de la **Distribution Spectrale de Puissance (DSP)** du piston différentiel au moyen de deux fréquences de coupures définies par la base  $B$  de l'interféromètre, la grande échelle  $L_0$  et la vitesse  $\bar{v}$  du vent :

$$f_1 \sim \frac{\bar{v}}{L_0} \quad (1.20)$$

et

$$f_2 \sim \frac{0.2\bar{v}}{B} \quad (1.21)$$

L'interféromètre agit comme un filtre passe-haut : aux distances supérieures à la distance  $B$  qui les sépare, les perturbations atmosphériques ne peuvent pas être considérées indépendantes. C'est ce qui cause le passage du régime inertiel en  $f^{-8/3}$  au régime en  $f^{-2/3}$ . À des distances plus grandes que la grande échelle  $L_0$ , la puissance de la turbulence n'augmente plus avec la distance, elle sature et le spectre est cette fois proportionnel à  $f^0$ . Parfois les fréquences  $f_1$  et  $f_2$  sont très proches ou même leur ordre inversé, le régime transitoire en  $f^{-2/3}$  n'est alors pas observé. La valeur de la grande échelle  $L_0$  n'est pas facile à déterminer et dépend aussi de la turbulence atmosphérique bien qu'elle ne puisse pas être directement dérivée du paramètre de Fried  $r_0$ . En particulier, sur l'interféromètre stellaire **CHARA** dont les bases interférométriques mesurent plus de 30 m, l'Eq. 1.21 donne pour une vitesse de vent moyenne  $\bar{v} = 10$  m/s une fréquence de coupure  $f_2$  inférieure  $7 \cdot 10^{-2}$  Hz. Or la grande échelle  $y$  est estimée entre 10 et 100 m, c'est à dire à même  $\bar{v}$ ,  $f_1 > 0.1$  Hz.

Pour rendre compte du filtrage de la turbulence aux dimensions inférieures au diamètre  $d$  des télescopes, CONAN et al. (1995) introduisirent une troisième fréquence séparant le régime inertiel en  $f^{-8/3}$  d'un régime en  $f^{-16/3}$  correspondant à une coupure plus rapide des hautes fréquences. Cette fréquence de coupure haute est estimée à :

$$f_3 \sim \frac{0.3\bar{v}}{d} \quad (1.22)$$

Le spectre du piston différentiel de l'atmosphère peut finalement suivre jusqu'à quatre régimes :

$$S_{atm} \propto \begin{cases} f^0 & \text{si } f < f_1 \\ f^{-2/3} & \text{si } f_1 < f < f_2 \\ f^{-8/3} & \text{si } f_2 < f < f_3 \\ f^{-16/3} & \text{si } f > f_3 \end{cases} \quad (1.23)$$

La turbulence du piston différentiel  $\Delta$  est caractérisée par la forme de sa **DSP** et par son énergie totale, c'est-à-dire sa variance. D'après COLAVITA et al. (1987), cette variance peut-être estimée à partir des paramètres  $B$  et  $r_0$  et la longueur d'onde  $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$  à laquelle  $r_0$  est défini. La variance du piston différentiel est attendue égale à :

$$\sigma_{\Delta}^2 = 6.88 \cdot \left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{B}{r_0}\right)^{5/3} \quad (1.24)$$

cependant, pour des valeurs de  $B$  très grandes, la variance prend des valeurs très élevées ne correspondant pas à la réalité observée. Les écart-types de fluctuations de pistons différentiels mesurés sur des

interféromètres stellaires tels que le [VLTI](#) et [CHARA](#) sont d'une dizaine de micromètres. Aussi, pour mes simulations, je n'utiliserai pas l'Eq. 1.24 mais associerai plutôt un écart-type  $\sigma_{good}$  réaliste à un  $r_0$  et calculerai  $\sigma_{\Delta}$  à partir des valeurs  $r'_0$  caractérisant les conditions atmosphériques simplement en suivant le même rapport de proportionnalité que l'Eq. 1.24 :

$$\sigma'_{\Delta} = \sigma_{good} \cdot \left( \frac{r_0}{r'_0} \right)^{5/6} \quad (1.25)$$

J'affiche en Fig. 1.13 trois pistons différentiels générés en utilisant deux modèles de [DSP](#) différents. On voit que selon que l'on fait apparaître ou non les propriétés de filtre passe-bas du télescope individuel, le comportement du piston différentiel change fortement. Nous verrons dans le Chap. 7 que pour représenter au mieux les perturbations mesurées sur [CHARA](#) lors des commissioning de SPICA-FT, j'ai choisi un modèle de [DSP](#) légèrement différent de ceux présentés ici.

## 1.4 Cophasage d'un interféromètre stellaire optique à très longues bases

Comme abordé dans la Sec. 1.3, la turbulence atmosphérique a pour effet de déplacer l'interférogramme produit par le spectro-interféromètre. C'est une contrainte observationnelle très importante qu'il est nécessaire de limiter au maximum pour réaliser des mesures de qualité. C'est le rôle du suiveur de franges, ou [Fringe-Tracker \(FT\)](#) en anglais.

Pour faire une analogie intéressante pouvant aider à la compréhension, le suivi de frange est aux interféromètres stellaires ce qu'est l'[OA](#) aux télescopes mono-pupille. En effet, tous deux ont pour objectif d'annuler les variations de front d'onde introduites par les perturbations atmosphériques au cours de la propagation des champs électromagnétiques dans l'atmosphère pour se rapprocher des conditions d'une observation depuis l'espace.

Une part importante de ce manuscrit (Chap. 5, 6 et 7) est consacré à la problématique du cophasage d'un interféromètre. Je décris donc maintenant les enjeux et le formalisme associé.

### 1.4.1 Définition des retards de phase et de groupe

#### Expression de l'interférogramme

Comme nous l'avons introduit dans la Sec. 1.1.3, l'observable d'un interféromètre stellaire est le degré de cohérence complexe de l'objet à la fréquence spatiale déterminée par le vecteur qui relie les deux sous-pupilles et la longueur d'onde de la mesure. Pour le mesurer, l'interféromètre stellaire superpose les champs électromagnétiques collectés dans ces deux sous-pupilles pour créer des franges d'interférence. Pour simplifier le propos qui suit, on supposera que les fronts d'onde de ces deux champs électromagnétiques sont dépourvus d'aberrations optiques et que leur énergie est répartie de manière homogène sur toute la surface des sous-pupilles. Leur phase moyenne peut cependant varier temporellement et spectralement. Plaçons nous pour commencer dans le cas de champs électromagnétiques monochromatiques et notons, en fonction du nombre d'onde  $\sigma = 1/\lambda$  et du temps  $t$ , l'amplitude complexe de ces deux champs électromagnétiques

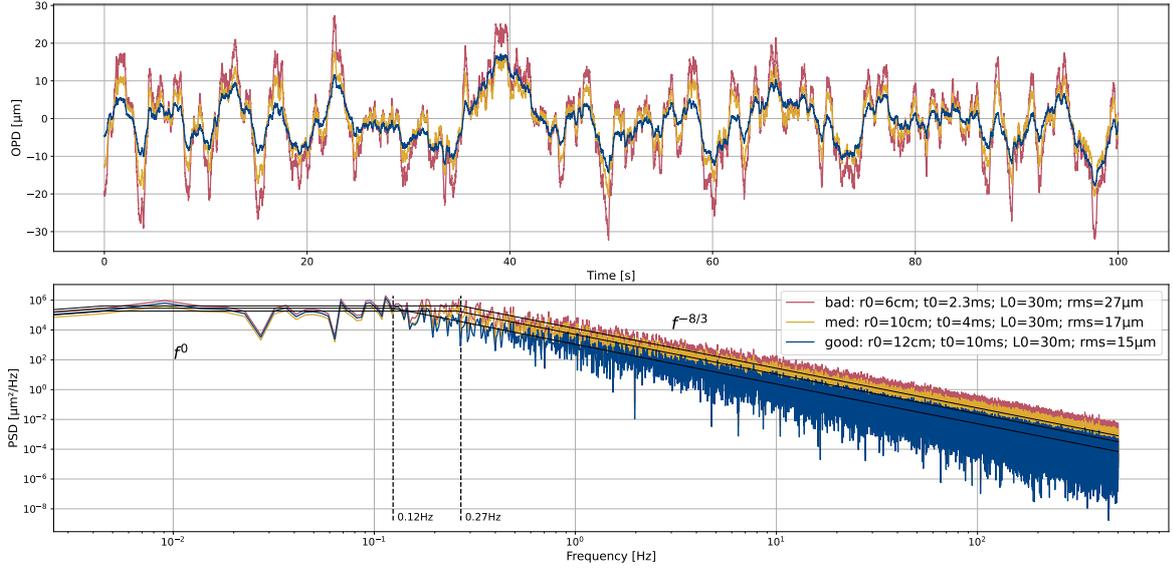
$$E_1(\sigma, t) = A_1(\phi, t)e^{i\phi_1(\sigma, t)} \quad (1.26)$$

$$E_2(\sigma, t) = A_2(\phi, t)e^{i\phi_2(\sigma, t)} \quad (1.27)$$

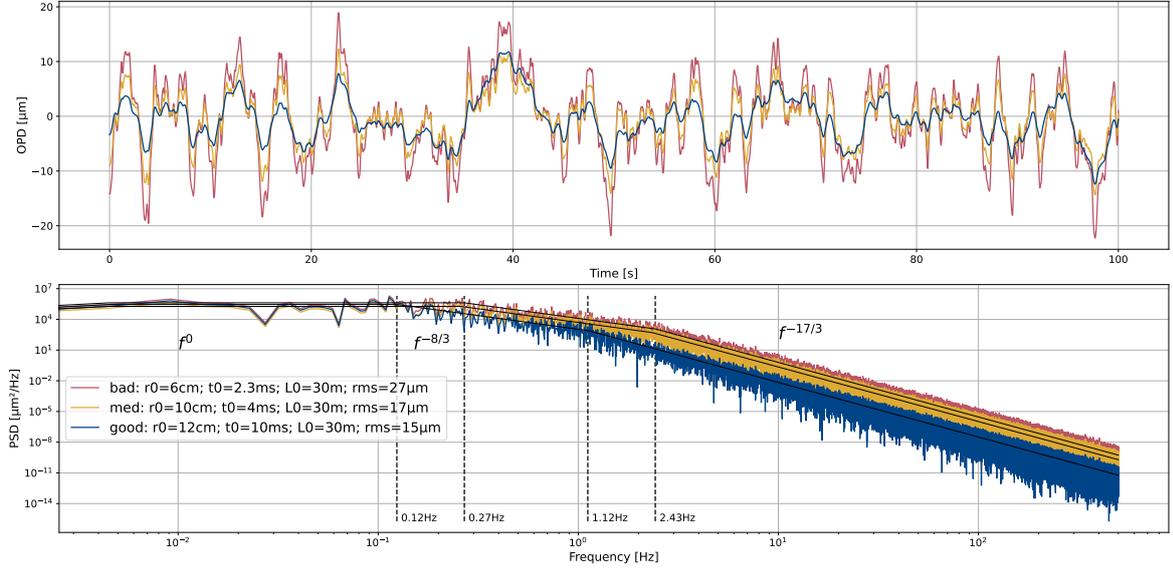
où  $A_i$  et  $\phi_i$  définissent leur amplitude et leur phase. Le choix est fait d'utiliser le nombre d'onde plutôt que la longueur d'onde car son usage simplifie grandement les calculs et facilite la compréhension des notions abordées.

La phase d'un champ électromagnétique  $\phi$  est une fonction du chemin optique  $\delta$  traversé et du nombre d'onde :

$$\phi(\sigma, t) = 2\pi\sigma\delta(\sigma, t) \quad (1.28)$$



(a) Sans fréquence de coupure haute  $f_3$ .



(b) Avec fréquence de coupure haute  $f_3$ .

FIGURE 1.13 – Séquences de pistons différentiels simulés pour trois régimes de turbulence atmosphériques typiques au-dessus de l'interféromètre CHARA au Mont Wilson. Ces régimes sont caractérisés par les paramètres  $r_0$ ,  $\tau_0$  et la grande échelle  $L_0$  fixée à 30 m. Les fréquences de coupures sont dérivées de  $r_0$  et  $\tau_0$  en utilisant les Eq. 1.19, 1.20, 1.21 et 1.22.

Contrairement à la radio-interférométrie où la fréquence de l'onde est inférieure au THz, les longueurs d'onde optiques ne permettent pas de mesurer directement l'amplitude issue de la superposition de ces deux champs électromagnétiques :

$$E_{12}(\sigma, t) = E_1(\sigma, t) + E_2(\sigma, t). \quad (1.29)$$

On mesure donc avec un détecteur optique l'énergie de ce champ électromagnétique, proportionnelle à son intensité

$$I_{12}(\sigma, t) = |E_{12}(\sigma, t)|^2 \quad (1.30)$$

ce qui après développement devient :

$$I_{12}(\sigma, t) = I_{tot}(\sigma, t) \cdot (1 + \rho(\sigma, t) |\gamma| \cos(\phi_2(\sigma, t) - \phi_1(\sigma, t))) \quad (1.31)$$

où l'on note :

- $I_{tot} = I_1 + I_2$ ,
- $\rho = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_{tot}}$  le facteur d'atténuation photométrique dû au déséquilibre d'énergie entre les champs 1 et 2,
- $\gamma$  le degré complexe de cohérence de l'objet, ce que l'on souhaite mesurer, et dont l'argument est contenu dans les phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$ .

Pour observer l'interférogramme, il est finalement nécessaire d'ajouter un terme de modulation  $\phi_{mod}$  :

$$I_{12}(\sigma, t, \phi_{mod}) = I_{tot}(\sigma, t) [1 + V(\sigma, t) \cos(\phi_2(\sigma, t) - \phi_1(\sigma, t) + \phi_{mod})] \quad (1.32)$$

où  $V = \rho|\gamma|$  est la visibilité des franges d'interférence et  $I_{tot}$  l'intensité moyenne de l'interférogramme.

### Définition du retard de phase

On définit le **retard de phase (PD)** (*Phase-Delay* en anglais) entre les deux champs électromagnétiques :

$$\Phi(\sigma, t) = \phi_2(\sigma, t) - \phi_1(\sigma, t) \quad (1.33)$$

Exprimé en micromètre, le **PD** devient la différence de chemin optique, ou **Optical Path Difference (OPD)** en anglais, qui comme son nom l'indique est une fonction des chemins optiques  $\delta_1$  et  $\delta_2$  parcourus par les deux champs électromagnétiques avant d'interférer :

$$\Delta(\sigma, t) = \delta_2(\sigma, t) - \delta_1(\sigma, t) \quad (1.34)$$

### Définition du retard de groupe

En réalité, aucune mesure ne peut isoler une unique longueur d'onde, l'interférogramme monochromatique est un concept abstrait. Tout interférogramme est issu de la superposition de champs électromagnétiques de largeur spectrale  $\delta\sigma$  plus ou moins grande :

$$I_{12}(\sigma_0, t) = \int_{\sigma_0 - \frac{\delta\sigma}{2}}^{\sigma_0 + \frac{\delta\sigma}{2}} I_{tot}(\sigma, t) [1 + V \cos(\Phi_{12}(\sigma, t))] d\sigma \quad (1.35)$$

L'interférogramme de l'Eq. 1.35 n'est finalement observé que dans le cas d'une largeur de bande spectrale suffisamment étroite pour considérer le champ électromagnétique monochromatique.

Dans les lignes qui suivent on suppose pour simplifier les calculs que  $I_1$ ,  $I_2$  et  $\gamma$  sont indépendants du nombre d'onde. Supposons maintenant que le retard de phase soit une fonction linéaire du nombre d'onde, ce qui est le cas en l'absence de dispersion ou en première approximation pour une bande spectrale suffisamment étroite. On peut donc l'écrire en fonction d'une quantité  $\Psi$  qui a l'unité d'une distance :

$$\Phi(\sigma, t) = 2\pi\sigma\Psi(t). \quad (1.36)$$

Dans ce cas, l'interférogramme polychromatique s'exprime :

$$I_{12}(\sigma_0, t) = \delta\sigma I_{tot}(t) [1 + \rho(t)\gamma \cdot \text{sinc}(\delta\sigma \cdot \Psi(t)) \cdot \cos(2\pi\sigma_0\Psi(t))] \quad (1.37)$$

où  $\text{sinc}$  est la fonction sinus cardinal normalisée

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}.$$

On obtient donc un interférogramme sinusoïdal de nombre d'onde  $\sigma_0$  modulé par un sinus cardinal dont les paramètres d'entrée sont la quantité  $\Psi$  et la bande spectrale  $\delta\sigma$ . Cette modulation est appelée **enveloppe de cohérence** car elle est la conséquence de la perte de cohérence du champ électromagnétique à mesure que la bande spectrale s'élargit. L'enveloppe de cohérence atteint son maximum pour  $\Psi = 0$  (ou  $\delta\sigma = 0$ , ce qui n'est pas atteignable dans la réalité) et sa première annulation pour  $\Psi = 1/\delta\sigma$ . Cette distance est la longueur de cohérence ( $L_c$ ) et est directement reliée à la résolution spectrale  $R$  du spectro-interféromètre ayant créé l'interférogramme et à la longueur d'onde moyenne  $\bar{\lambda}$  du canal spectral observé :

$$L_c = R\bar{\lambda}. \quad (1.38)$$

$\Psi$  est donc la valeur de l'OPD à laquelle le contraste des franges d'interférence est maximal, autrement dit il donne la position du maximum de l'enveloppe de cohérence. Pour cette raison, on appelle  $\Psi$  le **retard de groupe (GD)** exprimé en unité de distance de propagation dans le vide. Généralisée aux fonctions  $\Phi$  non affines, sa définition est :

$$\Psi(\sigma, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{d\sigma}(\sigma, t) \quad (1.39)$$

Le GD n'a donc d'existence qu'en considérant la polychromaticité du champ électromagnétique.

Je trace en Fig. 1.14 les interférogrammes polychromatiques obtenus en intégrant les interférogrammes monochromatiques de la bande spectrale 600 - 900 nm, pour des expressions  $\Phi(\sigma)$  amenant à des valeurs moyennes de  $\Phi$  et  $\Psi$  différentes. En particulier, la Fig. 1.14b est le résultat d'une OPD achromatique car les PD et GD sont égaux alors que les Fig. 1.14c et 1.14d montrent la décorrélation entre PD et GD lorsque l'OPD est chromatique, par exemple parce que les champs électromagnétiques se sont propagés dans des milieux ayant des lois de dispersion différentes. Le point commun à tous ces interférogrammes est qu'ils atteignent tous un contraste de franges quasi-unitaire à une OPD donnée. Cela est dû au fait que la loi de dispersion utilisée est toujours une fonction affine du nombre d'onde. Or cette approximation est de moins en moins vraie à mesure que la résolution spectrale du spectro-interféromètre diminue.

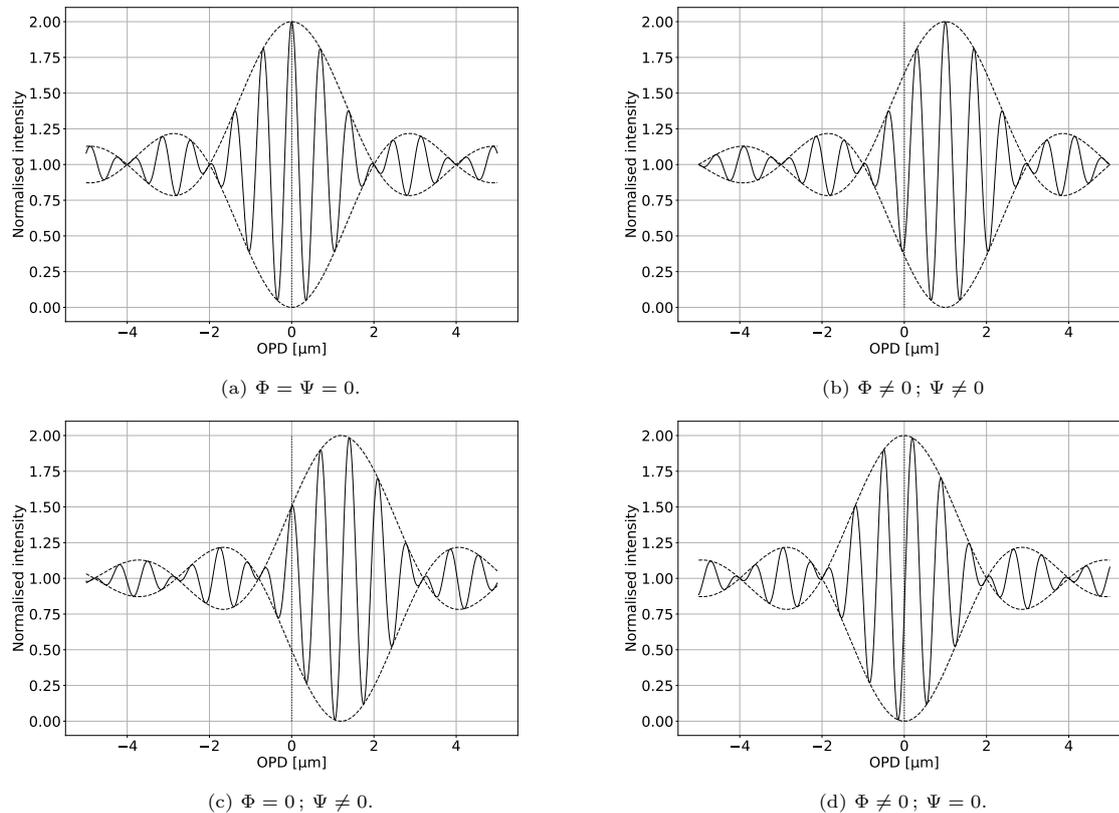


FIGURE 1.14 – Distinctions de l'impact du retard de phase  $\Phi$  et du retard de groupe  $\Psi$  moyens du champ électromagnétique sur son interférogramme polychromatique entre 600 et 900 nm.

### Ordres supplémentaires de la dispersion

Dans le cas d'une OPD chromatique non affine sur la bande spectrale considérée, on observe des conséquences supplémentaires sur l'enveloppe de cohérence. Je considère maintenant le PD  $\Phi(\sigma)$  entre deux champs électromagnétiques, l'un propagé dans le vide et l'autre dans 50 m d'air. Pour centrer l'enveloppe de cohérence, je soustrais à  $\Phi(\sigma)$  le GD moyen  $\bar{\psi}$  sur la bande spectrale 730 - 770 nm de mesure du spectro-interféromètre, correspondant à  $R = 20$ . J'affiche en Fig. 1.15 le résidu du PD

ainsi obtenu à côté de l'interférogramme qui en résulte. On voit que cette fois, bien que la longueur de cohérence de l'instrument soit supérieure aux exemples précédents, le contraste maximum n'est pas atteint, même à  $\Psi = 0$ . En Fig. 1.16, j'affiche des cas de dispersion pure d'ordres 2 et 3 pour montrer des exemples supplémentaires de comment la dispersion peut déformer l'enveloppe de cohérence.

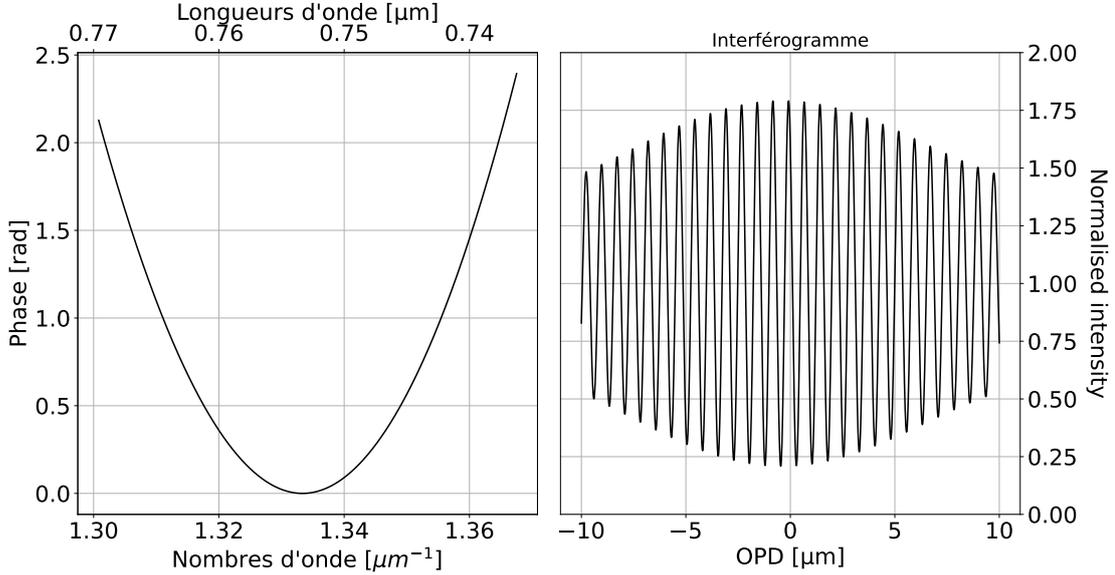


FIGURE 1.15 – Effet de la dispersion résiduelle (figure de gauche) sur l'interférogramme (figure de droite) de la bande spectrale 730 - 770 nm après soustraction du GD à  $\Phi(\sigma)$  entre deux champs électromagnétiques dont l'un s'est propagé dans le vide et l'autre dans 50 m d'air sec. Malgré l'annulation du GD, le contraste de franges n'atteint pas 1 à cause des ordres supérieurs de la dispersion.

### 1.4.2 Rôle d'un suiveur de frange : cohérencage et cophasage

L'objectif de l'interférométriste est de mesurer un interférogramme dont le contraste  $C$  est le plus élevé possible, contraste défini par

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.40)$$

où  $I_{\min}$  et  $I_{\max}$  sont respectivement le minimum et maximum d'intensité de l'interférogramme, obtenue avec une paire de télescopes observant une source de visibilité unitaire.

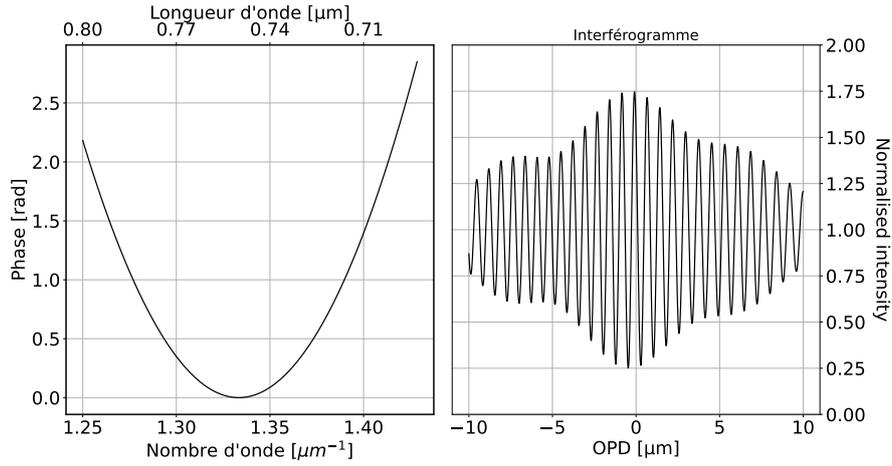
En dehors des pertes de contraste instrumentales et de celles dues au facteur d'atténuation photométrique et à la visibilité de la source elle-même, deux pertes de contraste supplémentaires ont des origines en lien avec les perturbations atmosphériques. Les corrections nécessaires pour les compenser ne sont pas tout à fait du même ordre, ce qui amène à classer les FT en deux catégories : **cophaseur** et **cohérenceur**.

#### Cohérenceur - Maintenir la cohérence temporelle du champ électromagnétique

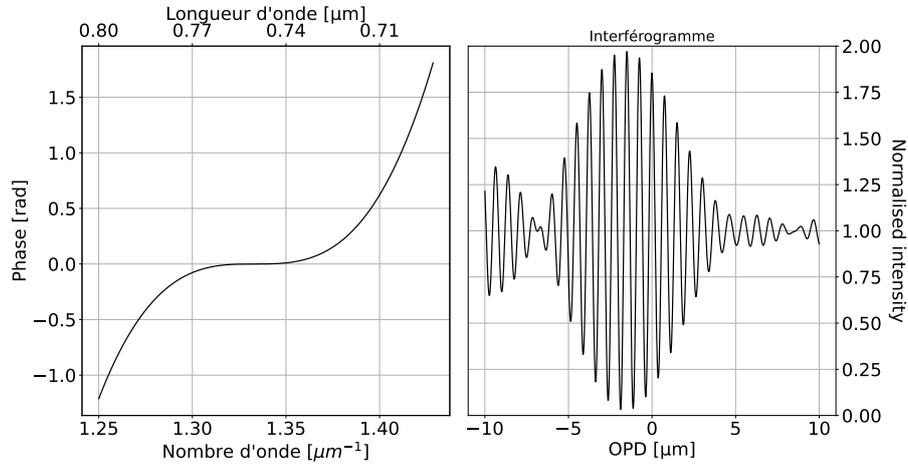
Il y a d'un côté la perte de contraste associée à la cohérence temporelle du champ électromagnétique, expliquée en Sec. 1.1.2 et qui est apparue dans l'Eq. 1.37 sous la forme du GD. L'expression générale du contraste associé à la cohérence temporelle du champ électromagnétique dans un canal spectral  $[\lambda - \delta\lambda/2, \lambda + \delta\lambda/2]$  de l'instrument peut s'écrire :

$$C_{\delta\lambda} = \left| \int_{\delta\lambda} e^{i\Phi(\lambda)} d\lambda \right|^2 \quad (1.41)$$

Tant que le spectromètre a une résolution spectrale suffisamment élevée, la perte de contraste associée à la variance spectrale est quasi-nulle :  $C_{\delta\lambda} \simeq 1$ . Dès que la bande spectrale s'élargit, on peut



(a) Dispersion d'ordre 2, d'amplitude  $50 \mu\text{m}^2$ . La forme de l'enveloppe de cohérence s'éloigne d'un sinus cardinal.



(b) Dispersion d'ordre 3, d'amplitude  $300 \mu\text{m}^3$ . L'enveloppe de cohérence est très asymétrique.

FIGURE 1.16 – Deux ordres supérieurs de dispersion et déformations induites de l'enveloppe de cohérence de l'interférogramme de résolution spectrale  $R = 7.5$ .

considérer au premier ordre le retard de groupe  $\Psi$  sur cette bande pour exprimer, dans l'hypothèse d'une bande spectrale rectangulaire, la perte de contraste associée à la décohérence spectrale :

$$C_{\Psi} \simeq \text{sinc} \left( \frac{\Psi}{L_c} \right) \quad (1.42)$$

en reprenant l'expression de l'Eq. 1.37. Avec cette formule, on voit qu'un retard de groupe inférieur à 17% de la longueur de cohérence permet de limiter la perte de contraste associée à moins de 10%. Le **GD** évolue majoritairement selon une loi déterminée par le déplacement de l'objet dans le ciel mais s'ajoutent à cette loi des excursions de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  crête à crête variant sur une échelle de temps de plusieurs minutes à cause de :

- la turbulence décrite en Sec. 1.3, soit l'évolution de la masse d'air sec dans l'atmosphère qui modifie la différence de chemins parcourus par les faisceaux et donc à la fois le **PD** et le **GD**.
- la dimension chromatique de la turbulence, liée à l'évolution de la composition de l'air, en particulier la vapeur d'eau. Elle modifie non seulement la différence de chemins mais aussi la loi de réfraction de l'air, dissociant les variations de **PD** et **GD**.

Ainsi, quand la longueur de cohérence est de plus d'un millimètre, c'est-à-dire  $R > 1500$  pour un instrument observant à  $\lambda = 750 \text{ nm}$ , le simple suivi de l'objet avec les **LAR** à partir d'un modèle déterministe de l'évolution du **GD** suffit à maintenir les franges à haut contraste sur des courtes poses. Mais il n'est pas rare de chercher à réduire la résolution spectrale de l'instrument pour augmenter

sa sensibilité, réduisant de ce fait la longueur de cohérence qui devient du même ordre de grandeur voire plus petite que l'amplitude de variation du **GD**. Il est alors nécessaire de le maintenir très proche de zéro et c'est le rôle de la boucle de contrôle du **GD** de le faire pour garantir un bon contraste instantané  $C_{\delta\lambda}$  de franges. Lorsque le suiveur de franges est capable de mesurer et maintenir le **GD** proche de 0 pour conserver un contraste des franges élevé sur la caméra, le **FT** est un **cohérenceur**.

### Cophaseur - Permettre de longs temps d'intégration

Il y a d'un autre côté la perte de contraste associée à la décohérence temporelle du **PD** :

$$C_{\delta t} = \left| \int_{\delta t} e^{i\Phi(t)} dt \right|^2 \quad (1.43)$$

Dans l'hypothèse d'une variation faible de  $\Phi$ , l'équation 1.43 peut être approximée par (RUILIER et CASSAING, 2001) :

$$C_{\delta t} \simeq e^{-\text{Var}[\Phi]_{\delta t}/2} \quad (1.44)$$

Dès que l'on souhaite faire des temps d'intégration supérieurs à une vingtaine de millisecondes, temps de cohérence typique de l'atmosphère dans de bonnes conditions sur les sites du **VLT** en haut du Cerro Paranal (Chili) et de **CHARA** sur le Mont Wilson (Californie, Etats-Unis), la variation de la phase brouille les franges jusqu'à une perte totale du contraste de frange. La boucle de contrôle **PD** est alors nécessaire pour minimiser la variance temporelle de la différence de phase entre les télescopes. Lorsque le **FT** est capable de mesurer et maintenir constant le **PD**, permettant des intégrations longues avec la caméra sans perte forte de contraste des franges d'interférences, on dit que le **FT** est un **cophaseur**. Cependant, l'expérience a montré que la stabilisation du **PD** était très difficile sans la correction du **GD** (SHAO et STAELIN, 1980 ; SHAO et al., 1988). Aujourd'hui, tout **FT** qualifié de **cophaseur** inclut donc aussi un **cohérenceur**.

### Les lignes à retard (LAR)

Pour remplir ces deux rôles, un interféromètre stellaire est équipé de **LAR**. Les **LAR** consistent en des yeux de chat, jeu de miroirs permettant un retour du faisceau incident sans déviation, montés sur des chariots capables de se déplacer avec une précision de quelques nanomètres à la fréquence des commandes pour raccourcir ou rallonger le chemin optique du champ électromagnétique s'y réfléchissant. La Fig. 1.17 présente des photographies des **LAR** de **CHARA**. La Fig. 1.18 illustre la problématique du suivi de franges par l'instrument SPICA-FT pour l'instrument scientifique SPICA-VIS, présentée en détail dans les chapitres 3 et 6. Dans ce cas précis, SPICA-FT est un **cophaseur** : il mesure  $\Phi$  et  $\Psi$  sur les franges d'interférence dans le proche infrarouge (bande H) afin de réduire au maximum les variations du **PD** tout en maintenant **GD** très faible. Ainsi, l'instrument scientifique peut réaliser des poses longues à haut contraste.

### 1.4.3 Mesure des retards de phase et de groupe

Pour que le **FT** joue son rôle de **cophaseur** ou **cohérenceur**, il doit avoir accès à la mesure des retards de phase et de groupe. C'est le rôle du senseur de franges, **Fringe-Sensor (FS)** en anglais, que de lui fournir ces informations. Les **PD** et **GD** étant de natures différentes, leur mesure l'est aussi. Je présente dans cette section les méthodes couramment utilisées pour leur mesure.

#### Mesure du retard de phase

Pour traiter de la mesure du retard de phase, on peut mettre de côté la décohérence spectrale et se placer dans le cadre de l'Eq. 1.35. D'après cette équation, l'intensité à la longueur d'onde  $\lambda$  et au temps  $t$  du champ électromagnétique issu de la superposition de deux champs électromagnétiques déphasés de  $\Phi(\lambda)$  est une fonction des paramètres  $I_{tot}$ ,  $\rho$ ,  $\gamma$  et  $\Phi$ .

Nous sommes intéressés par la mesure de  $\Phi$ . Dans un premier temps, nous faisons l'hypothèse que les autres paramètres sont indépendants du temps. Nous verrons par la suite les limites de cette hypothèse et les conséquences d'une variation de ces paramètres sur la mesure de  $\Phi$ .



(a) Les six lignes à retard de CHARA. Les six blocs en entrée comportent une paire de miroir en configuration périscope pour envoyer les faisceaux vers les chariots en butée au fond de la salle.



(b) Chariot sur lequel est placé le système optique en yeux de chat permettant le retour du faisceau parfaitement parallèle au faisceau incident.

FIGURE 1.17 – Photographies des lignes à retard de CHARA permettant le suivi lent de l’objet dans le ciel et la compensation rapide de la turbulence atmosphérique. Les paramètres atmosphériques de cette salle sont contrôlés pour réduire au maximum les perturbations (aberrations, déphasages, chromatisme) du front d’onde.

L’Eq. 1.35 devient dans le cadre des hypothèses décrites précédemment :

$$I(\Phi) = I_{tot} [1 + V \cos(\Phi)] \quad (1.45)$$

L’intensité  $I$  est donc une fonction sinusoïdale de  $\Phi$ , de moyenne  $I_{tot}$ , amplitude  $V$  et période  $2\pi$ .

Utilisée très tôt par SHAO et STAELIN (1977), une méthode robuste, sensible et couramment employée pour mesurer le retard de phase est la méthode ABCD. Si l’on note  $\Phi_0$  le déphasage entre les champs électromagnétique, la méthode consiste à y introduire les déphasages  $0, \pi/2, \pi$  et  $3\pi/2$  pour mesurer respectivement les intensités :

$$\begin{aligned} I_A &= I_{tot} [1 + V \cos(\Phi_0)] \\ I_B &= I_{tot} [1 + V \sin(\Phi_0)] \\ I_C &= I_{tot} [1 - V \cos(\Phi_0)] \\ I_D &= I_{tot} [1 - V \sin(\Phi_0)] \end{aligned} \quad (1.46)$$

À partir de ces intensités, le retard de phase s’exprime simplement :

$$\Phi_0 = \tan^{-1} \left\{ \frac{I_B - I_D}{I_A - I_C} \right\} [2\pi] \quad (1.47)$$

Ces déphasages peuvent être introduits de manière temporelle en utilisant les LAR de l’interféromètre ou du FT (LANE et COLAVITA, 2003), on parle alors de modulation temporelle. Ils peuvent aussi être introduites de manière spatiale dans des chemins optiques séparés (PANNETIER et al., 2020), on parle alors de modulation spatiale. Ces deux types de modulations ont été comparées par BLIND et al. (2011). Il conclut que la modulation spatiale est plus performante que la modulation temporelle, principalement à cause des variations temporelles de la phase  $\Phi_0$  et du flux  $I_{tot}$  entre deux modulations qui biaisent le calcul de  $\Phi_0$ . Bien que l’augmentation de la vitesse de la modulation réduit ces biais, le besoin en flux limite cette vitesse.

Ainsi, aujourd’hui la modulation spatiale est préférée à la modulation temporelle et bénéficie des développements réalisés dans les années 2000 sur les technologies de fibres optiques et de Circuit Photonique Intégré (PIC) qui permettent cette modulation instantanée à l’aide d’un composant de quelques centimètres seulement.

Des alternatives à la modulation ABCD existent. En effet, le retard de phase est mesurable à partir de n’importe quel interférogramme échantillonné sur strictement plus de deux points de mesure par période, limite imposée par le théorème de Nyquist-Shannon.

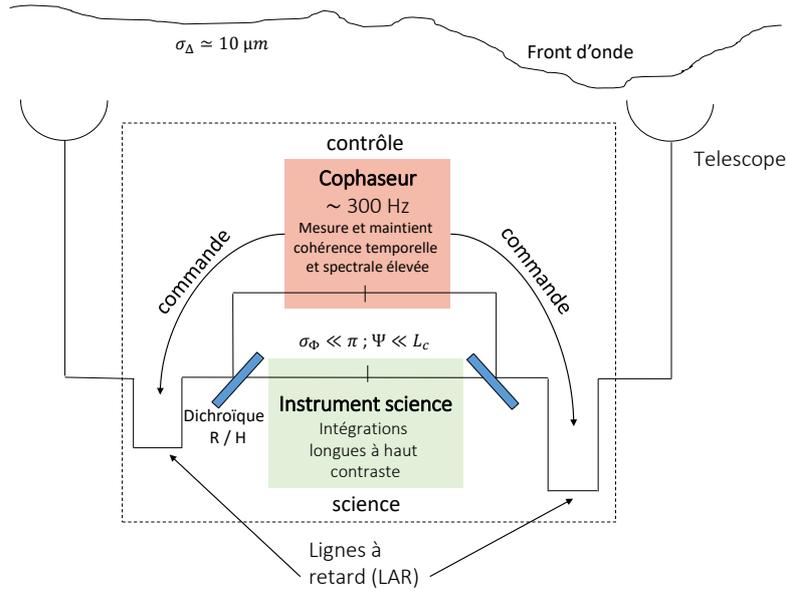


FIGURE 1.18 – Principe du suivi de frange sur un interféromètre stellaire à deux télescopes avec le suiveur de frange SPICA-FT, en bande H, et le spectro-interféromètre SPICA-VIS, en bande R.

Baucoup de spectro-interféromètres (ANUGU et al., 2020 ; MORTIMER et al., 2020 ; MOURARD et al., 2022) recombinent les faisceaux dans un plan image où les franges sont codées dans la tache image donnée par chaque pupille individuelle : ce concept est appelé recombinaison plan focal. La modulation des franges étant faite sur des dizaines voire centaines de pixels sur le détecteur, le  $PD$  est mesuré au moyen d'une transformée de Fourier de l'image de l'interférogramme. Pour chaque base interférométrique, le  $PD$  est égal à la phase du pic-frange centré sur la fréquence spatiale de cette base.

La limite théorique de la modulation permettant de mesurer la phase de l'interférogramme est de le moduler sur seulement trois phases au lieu de quatre. Cette modulation a par exemple été proposée par CHENG et al. (2005) ou plus récemment par MARTINOD et al. (2021) au moyen d'un  $PIC$ .

Enfin, d'autres modulations moins conservatrices peuvent fonctionner uniquement dans le cadre du suivi de frange, le cophasage ne nécessitant pas la connaissance exacte de la valeur du  $PD$  mais une observable s'annulant lorsque le  $PD$  est nul et, dans le cas contraire, donnant la direction dans laquelle envoyer les  $LAR$  pour l'annuler. C'est ainsi le cas de la modulation sur 2 phases  $0$  et  $\pi$ , que l'on nomme  $AC$  en référence à la modulation  $ABCD$ , ou de la modulation  $ABC$  proposée dans le cadre du *Hierarchical Fringe Tracker* (PETROV et al., 2014) présenté en Sec. 2.1.2.

## Mesure du retard de groupe

Le  $GD$  se manifeste sur l'interférogramme par une perte de contraste des franges (cf. Sec. 1.4.1). Une méthode de mesure du  $PD$ , la méthode temporelle, repose donc sur cette réalité en modulant temporellement l'enveloppe de cohérence et en la comparant à un modèle auquel un  $GD$  est associé. Le  $GD$  est le gradient du  $PD$  par rapport au nombre d'onde. Une autre méthode, la méthode spectrale, consiste donc à comparer les valeurs de  $PD$  dans différents canaux spectraux : plus elles sont différentes, plus le  $GD$  l'est.

BLIND et al. (2011) a également comparé ces deux types de méthodes et conclu que la méthode spectrale est plus performante que la méthode temporelle car elle fournit un estimateur linéaire du  $GD$  plus robuste et possédant une plus grande dynamique. J'explique donc plus précisément en quoi consiste la méthode spectrale.

La mesure du  $PD$  aux nombres d'onde  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  séparés de  $\delta\sigma$  permet de définir une différence de  $PD$   $\delta\Phi = \Phi_{\sigma_2} - \Phi_{\sigma_1}$ . En supposant en première approximation la phase linéaire en  $\sigma$  sur l'intervalle  $[\sigma_1, \sigma_2]$ , le  $GD$  au nombre d'onde  $\bar{\sigma}$  moyen sur cet intervalle peut-être estimé à partir de l'Eq. 1.39 par :

$$\Psi(\bar{\sigma}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\Phi}{\delta\sigma} \quad (1.48)$$

qui, en se rappelant que  $L_c = 1/\delta\sigma$  est la résolution spectrale du spectro-interféromètre, peut s'exprimer également :

$$\Psi(\bar{\sigma}) = \frac{L_c}{2\pi} \delta\Phi. \quad (1.49)$$

De cette équation on en déduit que :

- $\Psi$  peut s'estimer directement de la mesure de  $\Phi$  à deux longueurs d'onde différentes,
- $\Phi$  étant connu modulo  $2\pi$ ,  $\Psi$  est connu modulo  $L_c$ .

#### 1.4.4 Le cophasage en pratique : sensibilité et limitations

La problématique au cœur du **FT** est de maximiser la sensibilité et la qualité des mesures de l'instrument scientifique pour lequel il cophase l'interféromètre stellaire. Pour ce faire, le **FS** doit fournir des mesures d'**OPD** à un intervalle de temps plus court que le temps de cohérence de l'atmosphère qui est de 10 à 20 ms dans des conditions médianes à **CHARA** et peut descendre jusqu'à 3 ms dans de mauvaises conditions. La rapidité des mesures permet de compenser la latence de la boucle de rétroaction pour que la fréquence de coupure du **FT** soit supérieure à la fréquence de coupure de la turbulence atmosphérique. La fréquence de coupure d'une boucle fermée est en pratique environ 10 fois inférieure à sa fréquence en boucle ouverte. Cela nécessite donc des fréquences de mesure de l'ordre de 500 Hz. Le court temps d'intégration permis pour les mesures des **OPD** impose donc que le **FS** soit suffisamment sensible pour que sa magnitude limite soit au moins égale à celle de l'instrument scientifique pour lequel il cophase l'interféromètre, lui permettant d'allonger son temps d'intégration.

Les premiers **cophaseurs** ont vu le jour sous l'impulsion de SHAO et STAELIN (1977, 1980) puis été développés notamment grâce aux travaux de COLAVITA et al. (1999). Mais face à la difficulté de mesurer suffisamment précisément à haute fréquence le **PD** sur des sources faibles et étant donné que réaliser des courtes poses permet d'éviter le problème du brouillage des franges, les **FT** étaient jusqu'à récemment utilisés essentiellement dans leur mode **cohérenceur**. Dans ce mode, le **FS** est généralement l'instrument scientifique dont le temps d'intégration ne dépasse pas une dizaine de millisecondes mais dont l'intégration incohérente des images permet d'estimer l'information de **GD**.

Il est cependant possible aujourd'hui de mesurer sur des étoiles faibles le **PD** à des fréquences supérieures à 200 Hz, atteignant même le kilohertz (LACOUR et al., 2019). Cela permet aux **FT** de cophaser et cohérencer les télescopes. Ils peuvent donc maintenant fonctionner en **cophaseurs**. Ils trouvent alors tout leur intérêt quand leur **FS** est différent de l'instrument scientifique, leur permettant d'atteindre des temps d'intégrations de plusieurs secondes voire minutes.

Cette différenciation du **FT** et de l'instrument scientifique ouvre la possibilité à de nombreuses implantations différentes de **FT** sur un interféromètre stellaire. Je vais ici présenter ces différentes options et leurs limitations.

#### Cophaser grâce aux bases courtes : *bootstrapping spatial*

Le **Rapport Signal-sur-Bruit (RSB)** de la mesure de l'**OPD** dépend du flux et de la visibilité des franges d'interférence. Or la visibilité des franges augmente lorsque la longueur  $B$  de la base interférométrique augmente et que l'objet est de moins en moins résolu en accord avec le théorème de Zernike - Van-Cittert introduit en Sec. 1.1.1.

Pour cophaser les  $N$  télescopes d'un interféromètre, il est en principe nécessaire de mesurer seulement  $N - 1$  **OPD** indépendantes (basiquement, le piston de  $N - 1$  télescopes par rapport au  $N^{\text{ème}}$  télescope). Or l'interféromètre peut former en tout  $N(N - 1)/2$  **OPD** mesurables, soit une fonction quadratique du nombre de télescopes. Si le **FS** est capable de ne mesurer qu'une partie seulement des bases interférométriques en privilégiant la mesure sur les bases aux visibilités les plus élevées, il augmente à la fois la quantité d'énergie disponible pour la mesure et la proportion de cette énergie portant le signal interférométrique. L'interféromètre stellaire doit lui-même être conçu en anticipant ce phénomène de décohérence spatiale à mesure que les bases s'allongent. C'est le cas par exemple dans l'étude des concepts d'interféromètres **Agile Guided Interferometer for Longbaseline Imaging Synthesis (AGILIS)** (WOILLEZ et al., 2017) et **Planet Formation Imager (PFI)** (MONNIER et al., 2016),

optimisées pour minimiser la distance minimale entre un télescope et son plus proche voisin. Le gain en sensibilité apporté par le fait de ne mesurer qu'une partie des **OPD** disponibles augmente donc avec le nombre de télescopes.

En contrepartie cependant, lorsque le nombre d'interconnexions entre les télescopes diminue le cophasage global de l'interféromètre est plus sensible aux problèmes affectant chaque télescope individuellement. Le dysfonctionnement de l'**OA** et des **LAR** sont notamment deux sources possibles de perturbations qui peuvent ensuite se propager dans la génération des commandes des autres **LAR**.

Cette problématique, étudiée par quelques auteurs comme (BLIND, 2012), le sera aussi en détail dans le Chap. 7 de ce manuscrit.

### Cophaser à des longueurs d'onde différentes : *bootstrapping* spectral

À l'instar du *bootstrapping* spatial, l'augmentation des visibilitées avec la longueur d'onde peut être utilisée à l'avantage du **FT** en mesurant les **OPD** à des longueurs d'onde plus élevées que celles auxquelles l'instrument scientifique opère. Ainsi, le cophasage est fait à pose courte sur des visibilitées élevées tandis que l'instrument scientifique peut réaliser des poses longues sur des visibilitées faibles. Par analogie avec le *bootstrapping* spatial, on peut dénommer cette implantation *bootstrapping* spectral. Cette méthode a un double avantage puisqu'elle permet aussi de conserver la totalité du flux de chaque bande spectrale utilisée pour l'instrument concerné. C'est sur ce principe que repose le projet **SPICA** dont ce manuscrit présente ses deux instruments **SPICA-VIS**, instrument scientifique observant dans une partie de la bande visible entre 600 et 900 nm, et **SPICA-FT**, suiveur de frange opérant dans la bande H entre 1.45 et 1.75  $\mu\text{m}$ . La Fig. 1.19 présente les visibilitées des franges aux longueurs d'onde centrales de ces deux instruments pour quelques bases de **CHARA**.

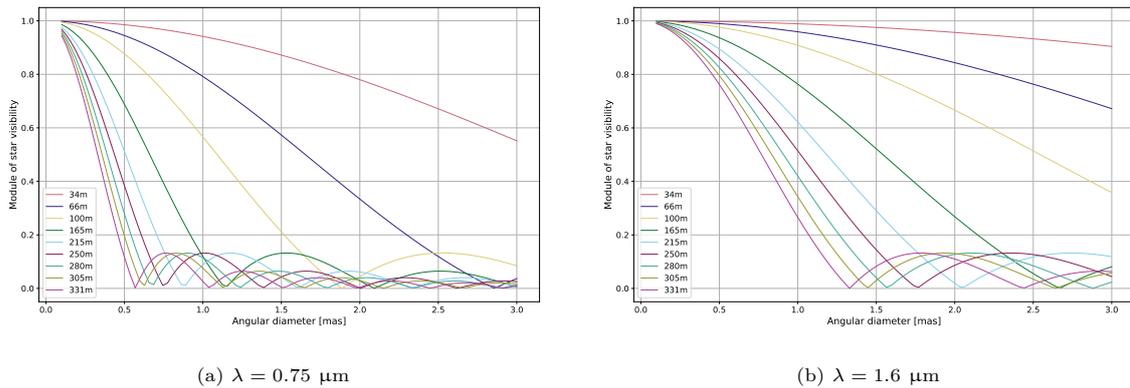


FIGURE 1.19 – Module du degré de cohérence spatial sur quelques bases de l'interféromètre **CHARA** aux longueurs d'onde centrales de l'instrument scientifique **SPICA-VIS** (0.6 - 0.9  $\mu\text{m}$ ) et du **cophaseur SPICA-FT** (1.45 - 1.75  $\mu\text{m}$ ).

Cependant, cette implantation a quelques limites. D'abord, la visibilité n'augmente pas toujours avec la longueur d'onde : c'est notamment le cas pour un objet entouré d'une enveloppe de poussière émettant peu dans le visible mais fortement dans l'infrarouge. En outre, les **OPD** ne sont pas totalement corrélées entre deux bandes spectrales (COLAVITA et al., 2010; DEFRÈRE et al., 2016; MEISNER et LE POOLE, 2003). Ainsi, même si le **FT** parvient à cophaser parfaitement l'interféromètre à sa longueur d'onde de travail, il restera un résidu d'**OPD** dans la bande de l'instrument scientifique. En effet, comme nous l'avons vu dans la Sec. 1.3, le mouvement des franges d'interférence trouve son origine dans la turbulence des masses d'air dans l'atmosphère. J'ai présenté en Sec. 1.3.3 la dépendance du piston différentiel à la fréquence temporelle, lorsque l'atmosphère est considérée comme un fluide aux propriétés constantes, un air "sec", dans un régime turbulent de cascades d'énergies. Mais j'ai également mentionné les variations d'humidité d'air qui peuvent décorrélérer les **PD** et **GD**. C'est le cas en particulier, dans l'infrarouge moyen, où la dispersion de l'air humide n'est pas négligeable devant celle de l'air sec, modifiant l'indice de réfraction à des fréquences temporelles élevées. Cela a deux conséquences :

- les fluctuations d'**OPD** subies par l'interféromètre à deux longueurs d'onde très séparées n'ont pas la même évolution. Un **PD** stable à une longueur d'onde n'implique alors pas que le **PD** est

stable aux autres longueurs d’onde.

- une partie du déplacement de l’enveloppe de cohérence se fait indépendamment du déplacement du système de franges. Malgré un  $\Phi$  stable, le GD peut évoluer et provoquer des sauts de frange par le FT pas forcément souhaitables.

La variation de la dispersion atmosphérique a été étudiée sur le site du VLTI (BOSKRI et al., 2021 ; MEISNER et LE POOLE, 2003), montrant qu’elle peut être problématique aux longueurs d’onde de l’infrarouge moyen : dans des conditions courantes du VLTI, lorsque le  $\Phi$  est stabilisé dans la bande K, son écart-type peut régulièrement dépasser 1 radian à 7  $\mu\text{m}$  et 2 radians à 15  $\mu\text{m}$ . Ainsi l’instrument scientifique placé à ces longueurs d’onde ne profite pas efficacement du travail du FT.

Un autre inconvénient du *bootstrapping* spectral est qu’un résidu de PD d’écart-type 1 radian obtenu par cophasage à une longueur d’onde donnée a un écart-type de 2 radians à une longueur d’onde deux fois plus courte. Cela augmente donc les contraintes du cophaseur.

Un dernier élément à prendre en compte lorsque le FT est utilisé dans une bande spectrale différente de l’instrument scientifique, que ce soit à une longueur d’onde plus haute ou plus basse, est le différentiel d’énergie reçu de la part de l’objet observé dans ses deux bandes spectrales. Les objets astrophysiques ont en effet une couleur et donc une bande spectrale d’émission privilégiée qu’il est important de considérer lors de la définition d’un FT utilisant le principe du *bootstrapping* spectral. C’est aussi le cas des satellites géostationnaires dont nous ne recevons la lumière qu’il réfléchit du Soleil que dans les bandes qu’il absorbe le moins. Ainsi, malgré la magnitude faible du Soleil dans le visible, les satellites géostationnaires sont finalement plus brillants dans les bandes proche infrarouge (J, H), avec un différentiel  $\text{mag}_{H-V} \sim 3$  (VAN BELLE, 2016). Les nouvelles générations de panneaux solaires absorbent également davantage dans les bandes H, limitant encore la magnitude dans cette bande.

### Cophaser sur une cible brillante : *off-axis tracking*

Quelle que soit la sensibilité du cophaseur, sa limite ultime est la quantité d’énergie qu’il reçoit de la source. Or comme le montre la Fig. 1.20, le temps d’intégration très court du cophaseur réduit fortement la magnitude de l’objet à laquelle plus d’un photon par image est reçu par l’instrument, alors qu’un temps d’intégration d’une seconde par rapport à 2 ms augmente cette magnitude limite théorique de presque 7.

Pour contourner cette limite théorique, il est nécessaire d’utiliser un objet plus brillant que la magnitude limite du cophaseur, tout en observant avec l’instrument scientifique l’objet d’intérêt dont la magnitude est trop faible. Cette méthode, appelée *off-axis tracking* est possible seulement si ces deux objets sont suffisamment proches angulairement pour considérer que leurs champs électromagnétiques subissent les mêmes perturbations atmosphériques, notamment en termes de piston. Cet angle maximal au-delà duquel le cophasage hors-axe est considéré inefficace est parfois appelé angle isopistonique et peut-être estimé directement à partir des paramètres de conditions atmosphériques (ELHALKOUJ et al., 2008). Il permet d’estimer le nombre de cibles potentielles pouvant être observées dans ce mode. Cette technique a été introduite par COLAVITA et al. (1999) et améliorée par la suite sur le Keck Interferometer (WOILLEZ et al., 2010, 2014). Elle est au cœur des développements de l’instrument GRAVITY+ (GRAVITY+ COLLABORATION et al., 2022).

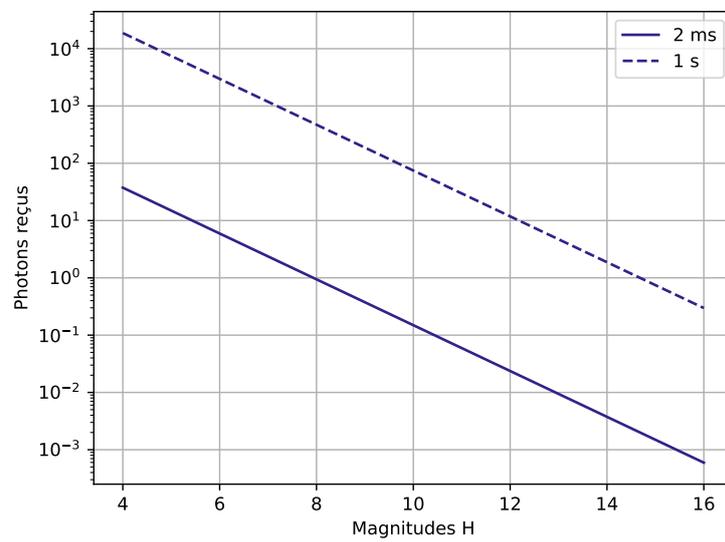


FIGURE 1.20 – Quantité de photons de longueur d'onde  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  reçus dans un canal spectral de largeur  $80 \text{ nm}$  ( $R = 20$ ) pendant  $2 \text{ ms}$  et pendant  $1 \text{ s}$  en supposant un télescope de  $1 \text{ m}$  et une transmission de l'ensemble interféromètre + instrument de  $10\%$ . Pour un télescope de  $10 \text{ m}$ , ces courbes se déplacent vers la droite de  $7$  magnitudes.

## Chapitre 2

# Contextualisation du projet SPICA : SPICA-VIS et SPICA-FT

J'ai introduit dans le Chap. 1 l'histoire et le formalisme de l'interférométrie stellaire. L'objectif de ce chapitre est de placer les instruments **SPICA-VIS** et **SPICA-FT** dans le contexte actuel. Pour cela, je présente quelques spectro-interféromètres et suiveurs de frange conceptuels et opérationnels dans la Sec. 2.1 puis explique en Sec. 2.2 les objectifs scientifiques du projet **Interferometric Survey of Stellar Parameters** qui justifient le développement des deux instruments au coeur de ma thèse.

## 2.1 Quelques spectro-interféromètres et suiveurs de franges

### 2.1.1 Les spectro-interféromètres du VLTI et de CHARA

Les instruments **SPICA-VIS** et **SPICA-FT** sur lesquels j'ai travaillé n'auraient pas été concevables sans les travaux antérieurs de la communauté d'interférométristes et je mentionnerai donc régulièrement le nom de certains instruments qui ont inspiré nos concepts. En particulier, les instruments actuels du **VLTI** (Tab. 2.1) et de **CHARA** (Tab. 2.2) ont fortement contribué au développement de technologies et techniques que nous utilisons dans **SPICA-VIS** et **SPICA-FT**. Mes travaux présentés en Chap. 4 et 6 vont également impacter les performances des instruments hébergés par **CHARA**. Aussi, il me semble important, avant d'aller plus loin, de présenter les spectro-interféromètres équipant aujourd'hui ces deux installations.

Dans tout le manuscrit à commencer par cette section, la nomenclature utilisée pour définir les bandes spectrales est celle du système photométrique de Johnson <sup>1</sup>.

#### Sur le VLTI

Je rassemble dans le Tab. 2.1 les bandes spectrales, résolutions spectrales et usages des trois instruments actuellement en opération au **VLTI**. Ils couvrent une large gamme de longueurs d'onde du proche au moyen infrarouge : 1.45 à 13  $\mu\text{m}$ .

Le plus ancien instrument encore en place au **VLTI** est le **Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment (PIONIER)** (LE BOUQUIN et al., 2011), un spectro-interféromètre fibré dans la bande H arrivé en 2009. Il est le premier, au **VLTI**, à combiner la lumière de 4 télescopes à la fois. La lumière est filtrée spatialement par des fibres monomodes puis dirigée dans un **PIC** permettant de créer les 6 paires interférométriques. Ce composant code chaque paire interférométrique selon le principe ABCD. Les 24 intensités cohérentes alignées en sorties sont réimaginees directement sur le détecteur **RAPID** <sup>2</sup> ou dispersées au préalable dans la direction orthogonale pour obtenir 3 ou 7 canaux spectraux. Le détecteur **RAPID** intègre des diodes à avalanche qui lui confèrent un très faible bruit de lecture (jusqu'à 0.1  $e^-/\text{pix}$ ). **PIONIER** a contribué au développement des deux autres instruments opérant aujourd'hui sur le **VLTI** grâce à l'usage simultané des quatre télescopes et de la recombinaison dans un **PIC**.

---

1. [https://fr.wikipedia.org/wiki/Système\\_photométrique](https://fr.wikipedia.org/wiki/Système_photométrique)

2. <https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/pionier/inst.html>

TABLE 2.1 – Les trois instruments actuellement en fonctionnement au VLTI.

Instrument	Bande spectrale	Résolution spectrale	Nombre de télescopes	Fonction	Date de commissioning
PIONIER	H	Broadband R=40	4	Imagerie	2010
GRAVITY	K	22, 500, 4500	4	Imagerie Astrométrie Cophasage	2015
MATISSE	L, M, N	30, 500, 1000 dans L 30, 500 dans M 30, 200 dans N	4	Imagerie	2018

L'instrument [Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment \(MATISSE\)](#) (LOPEZ et al., 2021) observe depuis 2019 dans l'infrarouge moyen de 3.2 à 13  $\mu\text{m}$ , soit dans les bandes spectrales L, M et N avec un design optimisé pour les bandes L et N. Cet instrument est conçu en optique de volume et réalise la modulation des six paires interférométriques en plan focal tout en permettant la mesure des quatre flux incohérents sur le même détecteur. La non redondance des pupilles des quatre faisceaux avant focalisation sur le détecteur permet une séparation de l'information de chaque paire dans l'espace de Fourier comme expliqué dans la Sec. 1.4.3. Le fonctionnement dans l'infrarouge impose d'intégrer les systèmes d'imagerie en bout de chemin optique dans des cryostats minimisant le bruit de fond thermique. Le détecteur HAWAII-2RG utilisé pour les mesures dans les bandes M et L offre un mode à faible bruit de lecture ( $< 15 e^-$ ) en échange d'un temps d'intégration de 1.3 secondes. Ce temps bien supérieur au temps de cohérence de l'atmosphère (120 ms dans la bande L lors des bonnes nuits à Paranal) rend nécessaire le cophasage des franges à moins de fonctionner à basse résolution spectrale. À basse résolution spectrale, la lecture de la caméra peut être accélérée au prix d'un bruit de lecture cinq fois plus élevé. MATISSE a donc été conçu dès le départ pour fonctionner avec un [cophaseur](#) externe, rôle finalement joué par [GRAVITY-FT](#).

[GRAVITY](#) (GRAVITY COLLABORATION et al., 2017) a été imaginé en 2005 pour imager l'environnement proche du trou noir central de la Voie Lactée, Sagittarius A\*, en utilisant le principe du *phase-referenced interferometry* associé à une boucle de cophasage. Pour profiter de la brillance dans la bande K des objets autour de Sagittarius A\*, l'instrument opère dans cette bande. D'autres objectifs scientifiques justifient les observations de GRAVITY depuis 2016, tels que l'étude des noyaux actifs de galaxie (AGN), l'imagerie de disques circumstellaires ou la caractérisation de planètes extrasolaires. GRAVITY est capable d'échantillonner les franges d'interférence de deux objets à la fois pour son mode *phase-referencing* : une source potentiellement faible constituant l'objet observé et une source plus brillante faisant office de référence de phase et sur laquelle est effectué le cophasage. La boucle de cophasage de GRAVITY est au coeur du fonctionnement de cet instrument puisqu'il n'observe jamais sans que celle-ci ne soit active. GRAVITY est grâce à elle capable de mesurer la séparation angulaire d'objets situés dans le champ des télescopes individuels avec la précision de 10  $\mu\text{as}$ . [SPICA-FT](#) est fortement inspiré de [GRAVITY-FT](#), je vais donc poursuivre sa description plus en détail.

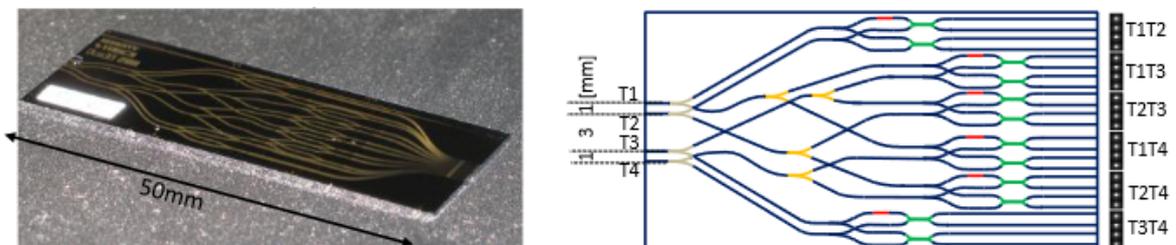


FIGURE 2.1 – Photographie et schéma de principe du PIC de GRAVITY. Crédit : PERRAUT et al., 2018.

L'instrument possède en réalité deux spectro-interféromètres fibrés identiques en parallèle. Chacun est composé de quatre fibres monomodes pour le filtrage spatial et l'alimentation d'un PIC. Ce PIC, présenté en Fig. 2.1, échantillonne les franges d'interférence de la source injectée dans les fibres sur le

même principe que [PIONIER](#). Ces deux voies fonctionnent ainsi :

- Une voie est consacrée au cophasage : la résolution spectrale du spectromètre est 22 et sa caméra fonctionne à haute fréquence (1 kHz quand le flux le permet).
- La deuxième voie est destinée à la science : elle offre deux résolutions spectrales, 500 et 4500, et sa caméra réalise des poses longues en bénéficiant de franges stabilisées par la première voie.

Pour atteindre la précision de mesure astrométrique de 10  $\mu\text{s}$ , la différence de chemins optiques entre les deux voies est mesurée et minimisée en étirant les fibres optiques d'un des deux systèmes. Pour la mesure, GRAVITY intègre un système de métrologie ([LIPPA et al., 2016](#)) reposant sur l'injection de deux faisceaux cohérents laser ( $\lambda = 1.908 \mu\text{m}$ ) dans les sorties des deux [PIC](#), la phase de l'un des faisceaux étant modulées à haute fréquence. Les quatre faisceaux sortant de chaque [PIC](#) se propagent jusqu'au miroir secondaire de chaque télescope. Les deux groupes de faisceaux étant inclinés l'un par rapport à l'autre de l'angle séparant les deux objets observés, un interférogramme se forme dans le plan du miroir. Une photodiode observant ce même miroir mesure l'intensité en un point, dont la modulation à haute fréquence de l'un des deux faisceaux laser permet d'obtenir l'information de phase. Ce faisant, le système de métrologie de GRAVITY est capable de mesurer les [OPD](#) entre les deux voies avec une précision de 1 nm toutes les 3 min ([BARTKO et al., 2010](#)).

L'objectif original de GRAVITY de réaliser des mesures en *phase referencing* lui confère un fonctionnement singulier reposant sur deux modes distincts :

- le mode simple-champ : le flux de la seule étoile observée est séparée en deux parts égales, l'une étant injectée dans la voie cophasage et l'autre dans la voie science.
- le mode double-champ : le flux de l'étoile brillante est injectée dans la voie cophasage tandis que l'autre objet hors-axe est injecté dans la voie science.

GRAVITY est donc capable de cophaser dans la bande K pour en même temps mesurer les visibilitées d'objets dans cette même bande. [GRAVITY-FT](#) a démontré sa capacité à cophaser une étoile de magnitude  $m_K \sim 10$  pour permettre des intégrations longues de plusieurs minutes sur une étoile de magnitude  $m_K \sim 15$ . La précision de mesure sur les visibilitées absolues est meilleure que 0.25% et sur les clôtures de phase inférieure à  $0.5^\circ$ . En complément de ce fonctionnement autonome, [GRAVITY-FT](#) est régulièrement utilisé pour permettre à MATISSE les intégrations longues qui lui sont nécessaires dans les bandes L et M pour observer à moyenne et haute résolutions spectrales. C'est le programme appelé GRA4MAT. Les principaux avantages et inconvénients de ce mode appelé *bootstrapping* spectral ont été présentés en Sec. 1.4.4. J'ajoute à cette liste un inconvénient qui limite actuellement fortement l'usage de ce mode et qui est lié directement à la stabilisation du [GD](#) par le [FT](#). En effet, pour cela, comme nous le verrons en détail dans le Chap. 6, des corrections d'un nombre entier de longueurs d'onde (celle du [FT](#)) sont régulièrement effectuées par le [FT](#). Ces corrections sont sans conséquence sur la mesure en bande K mais peuvent au contraire détruire le contraste des franges dans les bandes M et L comme il est souvent observé dans les données MATISSE.

Durant le programme d'observation de [SPICA-VIS](#), [SPICA-FT](#) fonctionnera sur un mode inverse à [GRAVITY-FT](#) en cophasant dans la bande H pour un instrument mesurant à une longueur d'onde deux fois plus courte : [SPICA-FT](#) bénéficiera de visibilitées plus élevées que [SPICA-VIS](#). En revanche, l'effet de démultiplication de la précision de suivi est lui aussi inversé : une précision d'un dixième de longueur d'onde pour [SPICA-FT](#) correspond à un cinquième de longueur d'onde pour [SPICA-VIS](#).

## Sur CHARA

Aujourd'hui CHARA accueille six instruments opérant à eux tous sur la bande spectrale 0.6 à 2.5  $\mu\text{m}$ , soient les bandes R, J, H et K. Leurs caractéristiques principales sont rassemblées dans le Tab. 2.2.

L'instrument [Precision Astronomical Visible Observations \(PAVO\)](#) ([IRELAND et al., 2008](#)) a été installé en 2008 pour recombinaison en plan pupille les champs électromagnétiques provenant de trois télescopes. Il opère dans le visible entre 630 et 950 nm avec une caméra [Electron Multiplied Charge Coupled Device \(EMCCD\)](#). La dispersion des franges est faite dans un mode intégral de champ, c'est-à-dire que le spectrographe disperse toute la pupille après séparation en plusieurs fentes, ce qui lui permet d'utiliser l'énergie contenue dans toute la pupille malgré le régime de speckle. Ainsi, [PAVO](#) est optimisé pour la sensibilité, ce qui lui permet dès 2008 de cohérencer trois télescopes sur une étoile de magnitude  $m_R = 7.1$ . Il est aujourd'hui essentiellement utilisé pour des mesures interférométriques nécessitant deux télescopes.

TABLE 2.2 – Les six instruments actuellement en fonctionnement sur CHARA.

Instrument	Bande spectrale	Résolution spectrale	Nombre de télescopes	Fonction	Date de commissioning
PAVO	R	Broadband	3	Visibilités	2008
CLASSIC/CLIMB	H,K	Mono-canal (filtres spectraux)	3	Visibilités	2013
MIRC-X	H	22, 50, 190, 1035	6	Imagerie Astrométrie	2018
MYSTIC	K	20,50,100,300, 900,1700	6	Imagerie Astrométrie Cophasage	2018
SPICA-VIS	R	150, 3300, 14100	6	Imagerie Astrométrie	2022
SPICA-FT	H	22, 50	6	Cophasage	2022

Les instruments CLASSIC et **CLassic Interferometry with Multiple Baselines (CLIMB)** (TEN BRUMMELAAR et al., 2013) combinent respectivement deux et trois télescopes de CHARA dans un plan pupille, CLIMB étant simplement la version à trois télescopes de CLASSIC. Ils opèrent dans les bandes H et K du proche infrarouge. Conçus en optique de volume, les faisceaux collimatés sont séparés en deux par des séparateurs de faisceaux puis recombinaés par paires. Ensuite, chaque faisceau est focalisé sur un pixel du détecteur. La modulation des champs électromagnétiques est réalisée temporellement, sur plusieurs franges pour déterminer la position de la frange centrale, ou dans de rares cas (TEN BRUMMELAAR et al., 2013) sur le principe ABCD présenté en Sec. 1.4.3 pour cophaser l’interféromètre. Pour utiliser les six télescopes et mesurer six visibilités complexes simultanément, deux systèmes optiques CLIMB identiques fonctionnent en parallèle en utilisant le même détecteur.

CHARA a lancé en 2013 une campagne d’amélioration de ses systèmes d’OA pour augmenter la sensibilité de ses six télescopes de plusieurs magnitudes (CHE et al., 2013). Dans cet élan, CHARA voit l’arrivée depuis 2018 d’une nouvelle génération de spectro-interféromètres dont l’objectif est d’utiliser simultanément les six télescopes du réseau.

Dans une synergie commune, deux spectro-interféromètres aux concepts optiques très proches ont été conçus pour occuper le proche infrarouge de la bande passante de CHARA : **Michigan InfraRed Combiner-eXeter (MIRC-X)** (ANUGU et al., 2020) pour les bandes J et H, qui est une mise à jour de l’instrument **Michigan InfraRed Combiner (MIRC)** (MONNIER et al., 2010), et **Michigan Young STar Imager (MYSTIC)** (MONNIER et al., 2018) pour la bande K. Tout comme PIONIER et GRAVITY, ces deux instruments utilisent les propriétés de filtrage spatial des fibres optiques monomodes. Ces deux instruments opèrent régulièrement de manière synchrone, pour bénéficier du cophasage *a posteriori* que l’un délivre à l’autre, les deux pouvant réciproquement jouer le rôle de FT. L’objectif principal de MYSTIC et MIRC-X est d’imager la région intérieure des disques protoplanétaires autour des objets jeunes (**Young Stellar Object (YSO)**), en particulier Herbig Ae/Be et T Tauri, en basse résolution spectrale. A cette fin, récolter des données interférométriques sur une bande spectrale très large (de 1.1 à 2.45  $\mu\text{m}$ ) permet de mesurer avec une meilleure précision les visibilités de ces objets qui peuvent être très résolus par les longues bases de CHARA (TANNIRKULAM et al., 2008).

La Fig. 2.2 présente le concept optique de MIRC-X. Les faisceaux provenant des six télescopes sont injectés dans six fibres monomodes. Les sorties de ces fibres sont disposées linéairement puis les champs sont séparés en une voie interférométrique qui les combine à côté de l’image de ces six sorties obtenues par la voie photométrique. L’interférogramme et les six images des sorties ainsi obtenus dans un plan commun sont ensuite dispersés dans la direction orthogonale, selon quatre résolutions spectrales possibles ( $R = 22, 50, 190$  et  $1035$ ), puis réimagerés sur le détecteur infrarouge à amplification d’électrons C-RED ONE (GACH et al., 2016; LANTHERMANN et al., 2019) de First Light Imaging<sup>3</sup>. Il atteint sa magnitude limite  $m_H \sim 7$  (KRAUS et al., 2020) avec la résolution spectrale  $R = 50$ , avec laquelle la morphologie des étoiles peut être étudiée, tandis que la résolution spectrale  $R = 190$  permet de faire des mesures astrométriques très précises sur la totalité du champ des télescopes. Les raies d’émission des objets sont enfin étudiées finement grâce à la résolution spectrale  $R = 1035$  obtenu par un grism.

3. <https://www.first-light-imaging.com/product/c-red-one/>

Enfin, la résolution spectrale  $R = 22$  est prévue pour le fonctionnement du [cophaseur SPICA-FT](#). Un prisme de Wollaston permet d’analyser les visibilités dans les deux polarisations orthogonales, donnant accès par exemple à l’étude de la poussière.

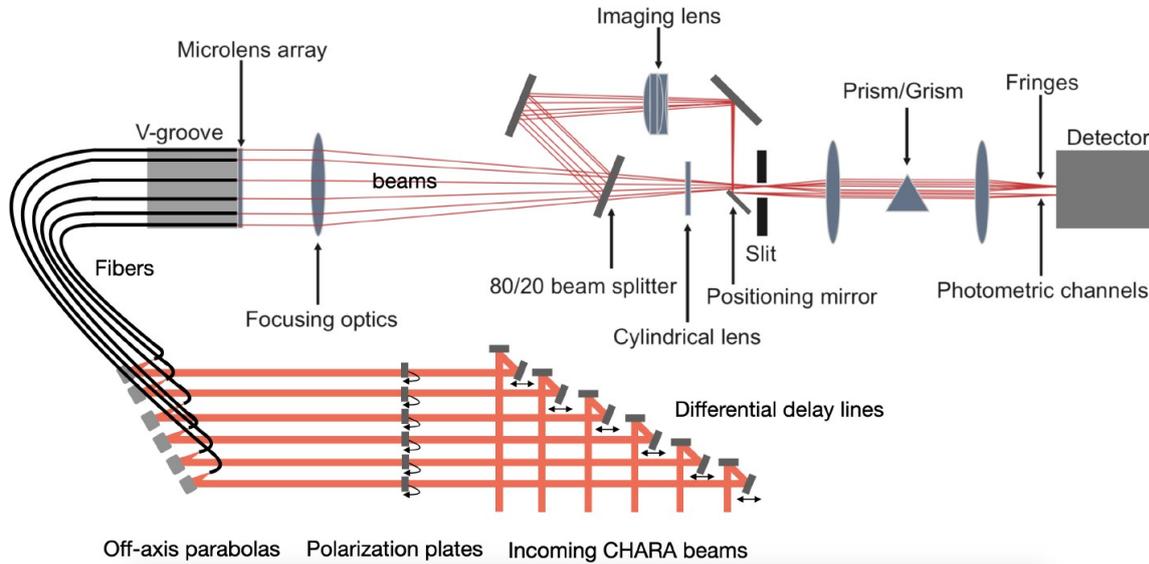


FIGURE 2.2 – Design optique de [MIRC-X](#) permettant la recombinaison interférométrique des faisceaux et la mesure des photométries dispersés sur le même détecteur C-RED ONE. Crédit : ANUGU et al., 2020.

[MYSTIC a](#), en plus du recombineur identique à [MIRC-X](#), la possibilité d’utiliser une réplique du [PIC](#) de [GRAVITY](#) (Fig. 2.1), combinant ainsi la lumière de quatre des six télescopes de [CHARA](#). Il possède cinq résolutions spectrales,  $R = 20, 50, 100, 300, 900$  et  $1700$ , la plus basse étant uniquement utilisée avec le [PIC](#) pour pousser la magnitude limite à son maximum.

Les deux instruments qui viennent compléter [CHARA](#) sont [SPICA-VIS](#) et [SPICA-FT](#). Au coeur de ma thèse, j’en donne les principales caractéristiques dans les Sec. 2.2.2 et 2.2.3 puis les présente en détail dans les Chap. 3 et 6.

Il est nécessaire également de mentionner l’instrument [Visible spEctroGraph and polARimeter \(VEGA\)](#), développé par l’[OCA](#), qui a opéré dans la bande visible ( $0.45 - 0.85 \mu\text{m}$ ) de 2007 à 2021 et qui a une importance particulière dans la naissance des instruments [SPICA-VIS](#) et [SPICA-FT](#). Cet instrument était capable de mesurer simultanément les visibilités et clôtures de phase données par quatre télescopes, avec une majorité des observations réalisées à trois télescopes. Ses trois résolutions spectrales ( $1700, 5000$  et  $30000$ ) lui permettaient de répondre à ses objectifs scientifiques d’étude de l’activité et des environnements stellaires, que les observations réalisées en proche infrarouge par les autres instruments de [CHARA](#) complétaient. La séparation des polarisations linéaires étaient également rendue possible par un prisme de Wollaston afin d’apporter des informations supplémentaires sur l’environnement stellaire. Fonctionnant en régime de speckle, la totalité du flux était utilisée pour la détermination des visibilités et clôtures de phase. Ses limitations principales étaient liées au fort bruit de mesure sur les faibles visibilités. En effet, la saturation rapide de sa caméra à comptage de photons dont la réponse était fortement non-linéaire, rendait nécessaire l’usage de densités sur des objets brillants ( $m_V < 4$ ), stoppant *de facto* l’augmentation du [RSB](#). De plus pour des objets résolus, dont le flux incohérent est prépondérant, cette limite imposée par la saturation rendait très difficile la mesure des faibles visibilités et des clôtures de phase.

[VEGA](#), conçu pour fonctionner en régime de tavelures (ou *speckle*), ne bénéficie pas de l’arrivée de l’[OA](#) puisque dans le visible la quantité d’énergie cohérente dans l’unique tavelure obtenue grâce à elle est inférieure à celle présente dans l’ensemble des tavelures qu’utilise [VEGA](#) pour ses mesures. Ajouté aux limitations mentionnées précédemment et à la volonté de tirer avantage des six télescopes de [CHARA](#) tout comme les instruments du proche infrarouge, cela a justifié l’intérêt d’un spectro-interféromètre fibré à six télescopes dans le visible en remplacement de [VEGA](#) : [SPICA-VIS](#). Pour préparer le développement de [SPICA-VIS](#), le prototype [Fibred spectrally Resolved Interferometer – New Design \(FRIEND\)](#) (MARTINOD et al., 2018) a été initié en 2014 et a fait l’objet d’une thèse

accomplie par Marc-Antoine Martinod (MARTINOD, 2018). Les objectifs principaux de cet instrument étaient de démontrer la capacité à utiliser la technologie EMCCD et la nouvelle génération d'OA de CHARA pour réaliser des mesures interférométriques monomodes dans le visible. FRIEND, dont le schéma de principe est donné en Fig. 2.3, est un spectro-interféromètre fibré à trois télescopes. La caméra à amplification d'électron OCAM<sup>2</sup> a permis de définir à partir de données réelles un modèle associé au régime de bruit de photons rendu possible par ce type de caméra, en prenant notamment en compte les Clock-Induced Charge (CIC). C'est à partir de ce modèle qu'ont ensuite été estimés les RSB attendus sur les mesures de visibilités et clôtures de phase de SPICA-VIS.

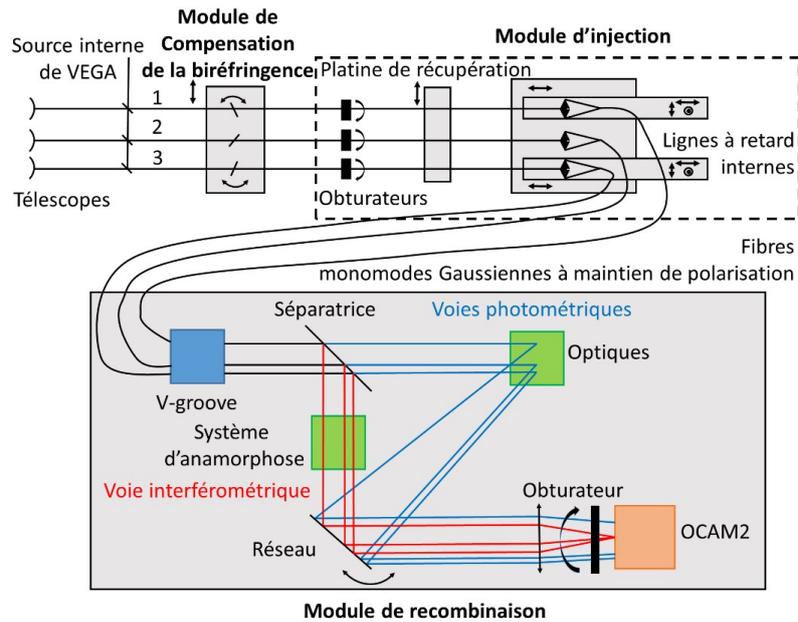
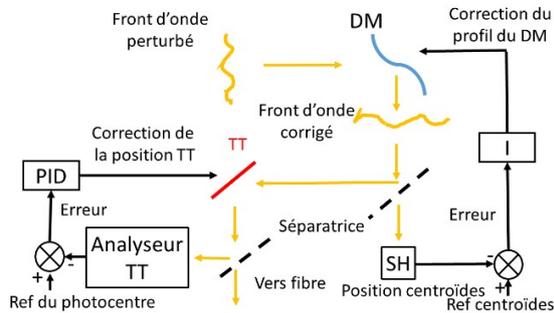
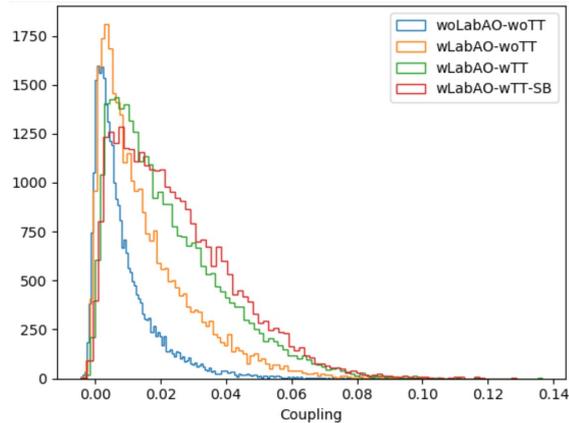


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de FRIEND. Cet instrument introduit quelques concepts présents sur SPICA-VIS, tels que les compensateurs de biréfringence, le système d'anamorphose et les voies photométriques additionnelles. Les flèches indiquent la possibilité de mouvement de certains composants. Crédit : MARTINOD, 2018.

Le filtrage monomode peut être un fort facteur de dégradation de la sensibilité de l'instrument si la correction du front d'onde par l'OA ne permet pas d'approcher suffisamment le champ électromagnétique du mode transmis par la fibre optique monomode. Le régime d'optique adaptative partielle fournie par l'OA de CHARA, de rapport de Strehl inférieur à 25% dans le visible, est caractérisé par un cœur cohérent dans le plan image mais dont la position n'est pas stable. Cela implique de fortes fluctuations de flux en sortie de fibre que l'expérience Coupling Efficiency Statistical Analysis and Recording (CESAR) développée à la suite de FRIEND a permis de caractériser et avec laquelle une solution technique a pu être imaginée pour réduire ces fluctuations. Le principe de la solution est affiché en Fig. 2.4a. Grâce à une voie de contrôle alimentée par un séparateur de faisceau et connaissant avec précision la position du cœur de fibre, un algorithme de détermination de la position du cœur cohérent le plus proche permet de commander un miroir tip/tilt placé en plan pupille pour asservir le cœur cohérent au centre de la fibre. Le gain en quantité d'énergie injectée est visible sur les histogrammes, affichés en Fig. 2.4b, des couplages obtenus pour différents niveaux et algorithmes d'asservissement. L'asservissement du tip/tilt fait donc partie intégrante de l'instrument SPICA-VIS. Le prototype FRIEND a ainsi démontré la faisabilité et l'intérêt d'un spectro-interféromètre fibré à six télescopes dans le visible sur CHARA. L'expérience CESAR permet de tirer parti au maximum de l'OA pour maximiser la sensibilité de l'instrument.



(a) Schéma de principe de la boucle d'asservissement tip/tilt qui s'ajoute à la boucle d'OA de CHARA.



(b) Histogrammes des taux de couplage mesurés en sortie de fibre selon le type d'asservissement effectué. En bleu : sans LABAO ni TT. En jaune : avec LABAO, sans TT. En vert : avec LABAO et TT avec le premier algorithme. En rouge : avec LABAO et TT avec le deuxième algorithme.

FIGURE 2.4 – Principe de la boucle d'asservissement tip/tilt développé dans le cadre du projet FRIEND et appliquée lors de l'expérience CESAR. Crédit : MARTINOD, 2018.

## 2.1.2 Concepts de suiveurs de franges

J'ai déjà présenté les caractéristiques du suiveur de frange GRAVITY-FT et nous verrons en détail celles de SPICA-FT en Chap. 6. Il existe cependant des alternatives à ces suiveurs de franges qui ont été proposées par le passé ou le sont actuellement.

### Le NOVA Fringe Tracker - Mesurer une seule quadrature.

Le NOVA Fringe Tracker (NFT) (MEISNER et al., 2012) a été proposé par un consortium de laboratoires néerlandais en réponse à l'appel d'offre de l'ESO en 2009 pour la seconde génération de suiveur de franges du VLTI. Par manque de budget, l'ESO ne débloqua finalement pas les fonds pour le développement d'un FT. Le senseur de frange du NFT, appelé Polarization-Based Collimated Beam Combiner (MEISNER et al., 2010), est conçu pour maximiser la sensibilité. Cela est obtenu grâce à de nombreuses caractéristiques singulières :

- Dans sa version la plus sensible proposée initialement, il ne mesure qu'une quadrature de phase. Cependant, le choix de la mesure d'une seule quadrature sans mesurer les photométries a été jugé risqué. Il intègre donc un mode permettant la mesure d'une ou deux phases supplémentaires, au prix d'une baisse de la sensibilité.
- Il ne mesure pas la photométrie des faisceaux individuels.
- La seule quadrature est obtenue grâce à une séparation et recombinaison des polarisations (Fig. 2.5), intrinsèquement achromatique, contrairement aux modulateurs ABCD chromatiques.
- Seules 4 bases sur les 6 disponibles sont mesurées et sa version à 6 télescopes mesure 6 des 15 bases disponibles.
- Il disperse sur 4 à 7 canaux spectraux répartis sur les bandes J, H et K (de 1.2 à 2.45  $\mu\text{m}$ ), apportant en plus de la sensibilité une possibilité intéressante de détection de l'évolution de la dispersion.

Le choix de la polarisation pour réaliser l'interférogramme est lié au fait qu'une seule quadrature est mesurée. En effet, quand une seule quadrature est mesurée, un déséquilibre photométrique entre les deux faisceaux combinés empêche l'estimateur de phase de s'annuler même quand la phase est effectivement nulle. L'usage d'un séparateur de polarisations, intrinsèquement achromatique, à la place de séparateurs de faisceaux dont une fonction 50/50 est difficilement réalisable sur une large bande comme celle proposée par NFT, permet donc d'assurer un très bon équilibre photométrique.

Nous verrons dans le Chap. 7 que le choix de ne mesurer que le minimum de bases nécessaires à la mesure des pistons est sujet à des risques d'instabilité du suiveur de frange qui posent question quant à l'efficacité finale du suiveur de frange tel qu'il a été proposé à l'époque.

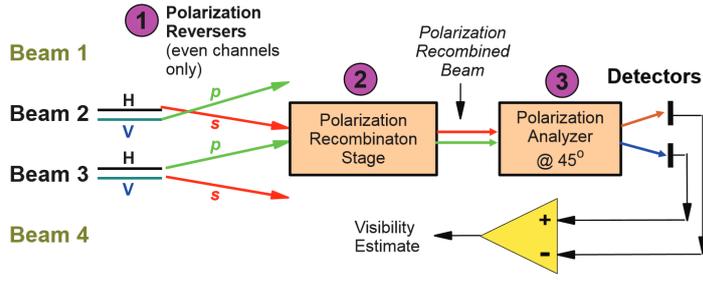
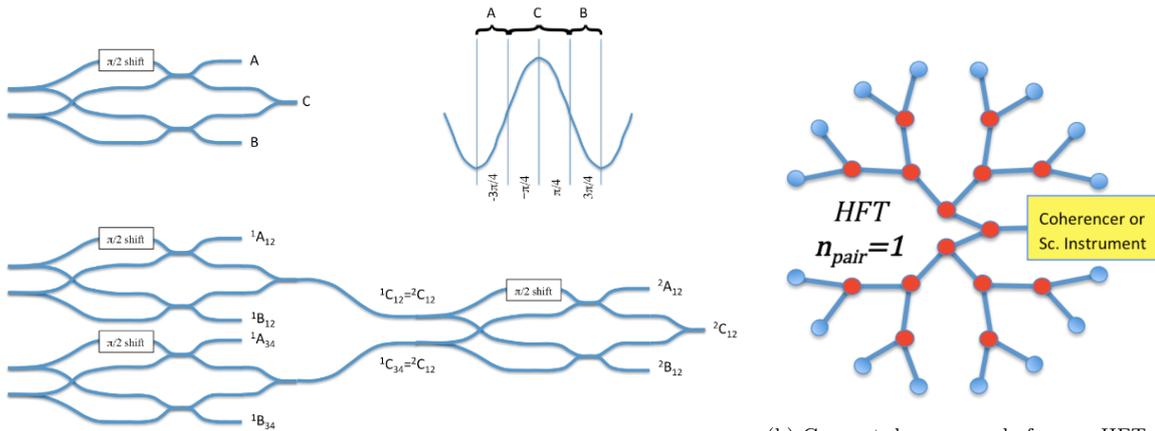


Figure 2.5 – Concept du FS du NOVA Fringe Tracker. Crédit : Meisner et al (MEISNER et al., 2010). Chaque faisceau est séparé en ses deux polarisations (1) pour que chacune d'elle suive le chemin optique d'une polarisation orthogonale d'un autre faisceau (2). La quadrature est obtenue en projetant les polarisations horizontale et verticale des deux faisceaux sur deux axes de polarisations orthogonaux inclinés à 45° par rapport à elles (3).

### Le Hierarchical Fringe Tracker - Pousser la logique du suivi de frange à sa limite de sensibilité.

Proposé en 2014, le **Hierarchical Fringe Tracker (HFT)** (PETROV et al., 2014) est pensé pour faire un usage optimal des photons au regard de l'objectif recherché : cophaser les télescopes. En effet, comme schématisé sur la Fig. 2.6b, le cophasage des télescopes est réalisé de façon hiérarchique, par paires, puis sous-groupe, puis groupes, etc suivant le nombre de télescopes. Tant que les paires de télescopes définies ne sont pas cophasées entre elles, le senseur de frange ne permettra pas la mesure des OPD entre cette paire de télescopes et une autre paire. En contrepartie, tout le flux des deux télescopes est utilisé pour cophaser cette paire et dès qu'elle est cophasée, la moitié du flux total, soit celui d'un télescope, est utilisé pour la mesure de l'OPD entre cette paire et une autre paire, et ainsi de suite.



(a) Schéma d'un PIC du HFT pour 4 télescopes. A chaque niveau, les intensités A et B de cophaser les télescopes/groupes tandis que la moitié du flux est redirigé vers le niveau supérieur.

(b) Concept du senseur de franges HFT optimisé pour le cophasage de 16 télescopes. Chaque point bleu est un télescope et chaque point rouge un modulateur.

FIGURE 2.6 – Principe de fonctionnement du Hierarchical Fringe Tracker. Crédit : PETROV et al., 2016a.

Une particularité supplémentaire du HFT réside dans la modulation des franges sur seulement trois sorties ABC déphasées de  $3\pi/4$  permettant de mesurer sans ambiguïté le PD modulo  $2\pi$ . La sortie C constitue des deux entrées du modulateur de l'étage supérieur de telle sorte que lorsque les télescopes sont cophasés, la moitié du flux y est transmis. Ainsi chaque modulateur utilise le flux équivalent à deux télescopes, quel que soit l'étage auquel est faite la modulation.

Ce concept est à l'étude à l'Observatoire de la Côte d'Azur sur le même banc de test que SPICA-FT.

### Heimdallr - Intégrer l'optique adaptative et le suivi de frange au sein d'un même instrument.

Les concepteurs de Heimdallr (IRELAND et al., 2018) ont fait le constat que les suiveurs de franges actuels sont particulièrement limités par les pertes de flux issus du filtrage spatial et des résidus de tip/tilt que l'OA ne parvient pas à annuler totalement. Heimdallr non seulement n'effectue donc pas de filtrage spatial mais aussi permettrait de faire fonctionner à partir d'un unique instrument une

optique adaptative de bas ordres (fonctionnant sur le principe du Linear Assymetric Pupil Wavefront Sensor (MARTINACHE et al., 2016)) et le suiveur de franges de l’interféromètre à partir de l’analyse des franges dans l’espace de Fourier. Cet instrument devrait donc être plus sensible que les suiveurs de franges actuels (jusqu’à une multiplication par 10 de la sensibilité) et possède aussi la capacité de réaliser des mesures interférométriques à basse résolution spectrale. Il est aussi pensé pour fonctionner dans une bande spectrale plus large que les FT actuels puisqu’il utilise les bandes H et K, augmentant du même coup la sensibilité de l’estimateur de GD à la dispersion atmosphérique.

### P-REx - Cohérencer sans senseur de franges.

L’expérience [Piston Reconstruction Experiment for Infrared Interferometry \(P-REX\)](#) (WIDMANN et al., 2018) a une approche totalement différente des suiveurs de franges précédemment décrits. Elle ne nécessite pas de senseur de franges, aucune mesure de franges d’interférence n’étant faite. En effet, cette expérience repose sur l’hypothèse du tapis atmosphérique (Sec. 1.3). Dans ce cadre, il est possible, en estimant précisément le tip/tilt du front d’onde, la vitesse et la direction du vent, de prédire le piston différentiel au niveau des autres télescopes grâce à une approche statistique.

Des simulations ont d’abord été faites puis une mise en application a été réalisée *a posteriori* sur les données du VLTI (PERERA et al., 2022). Lors de ces mesures, l’hypothèse du tapis atmosphérique s’est montrée valable sur 80% des données utilisées. L’expérience a finalement prouvé qu’avec une boucle de contrôle de fréquence supérieure à 100 Hz, les variations d’OPD peuvent être réduites de 10  $\mu\text{m}$  à 1-2  $\mu\text{m}$  dans des conditions de seeing normal sur 2 secondes. Ceci est suffisant pour réaliser de l’interférométrie en pose longue dans les bandes infrarouge moyennes (bande L pour MATISSE notamment). Les quelques erreurs inévitables de l’estimation statistique nécessitent qu’un FT fonctionne en parallèle à basse fréquence. Cette configuration pourrait ainsi considérablement augmenter la magnitude limite du suivi de franges en lui permettant des temps d’intégration plus longs.

Ainsi, il est possible de réaliser des mesures interférométriques longue pose à partir simplement des mesures d’OA et d’un simple FT basse fréquence, ce qui réduit considérablement les efforts budgétaires et la complexité des instruments. Ce type d’approche est en revanche *a priori* réservée pour le moment aux grandes longueurs d’onde, un résidu de 1-2  $\mu\text{m}$  n’étant pas suffisamment bas pour les longueurs d’onde courtes. En revanche, cette technique ne permet pas de compenser les vibrations dont sont victimes certains télescopes tels que les UT du VLTI.

## 2.2 Faire entrer l’interférométrie stellaire dans l’ère des relevés astronomiques : le projet ISSP

Une connaissance approfondie des paramètres stellaires fondamentaux est aujourd’hui nécessaire pour avancer dans la compréhension de leur évolution, de leur intérieur et de leur environnement. Or, face aux dimensions angulaires à la limite des capacités de résolution des interféromètres stellaires, l’estimation de ces paramètres est très dépendante des modèles. En particulier, parmi les diamètres stellaires estimés à ce jour, seulement 11% d’entre eux sont connus avec une précision meilleure que 1% (cf Fig. 2.7). Pour améliorer leur qualité sur une large gamme d’étoile, il est nécessaire d’augmenter la quantité et la précision des mesures directes sur les étoiles suffisamment proches et brillantes ( $m_V < 8$ ). Le projet [Interferometric Survey of Stellar Parameters \(ISSP\)](#), qui coordonne le développement des instruments SPICA-VIS et SPICA-FT et la définition de leurs futurs programmes d’observations, porte cet objectif. Une présentation des différents programmes est faite dans MOURARD et al. (2022), disponible en Annexe B.1 car j’en suis co-auteur. J’en rappelle ci-après les principaux.

### 2.2.1 Objectifs scientifiques du projet ISSP

Dans le domaine de la recherche des exoplanètes, une bonne connaissance de l’étoile est obligatoire pour déterminer les paramètres de la planète et comprendre l’évolution du système exoplanétaire (LEBRETON et GOUPIL, 2014). Les exoplanètes détectées par CoRoT et Kepler sont autour d’étoiles faibles, difficiles à caractériser. Les missions TESS, CHEOPS, PLATO, ARIEL ciblent des étoiles plus brillantes, donnant la possibilité de détecter les planètes moins massives et caractériser l’atmosphère de certaines d’entre elles par une meilleure connaissance de l’étoile. Les diamètres angulaires

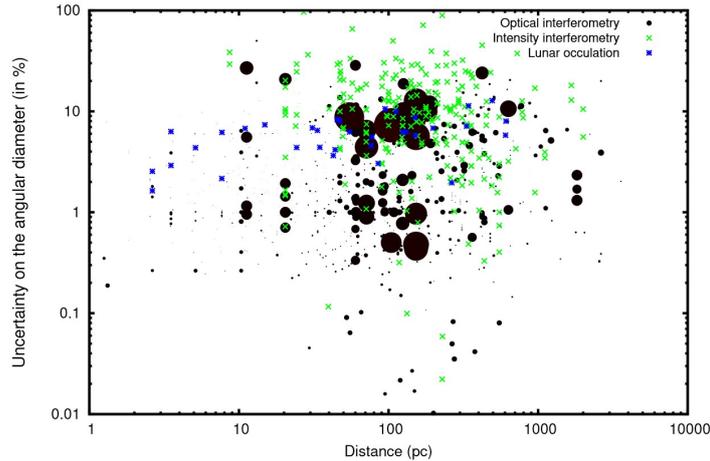


FIGURE 2.7 – Précisions des estimations sur les diamètres stellaires en 2018. Le diamètre des marqueurs donne une idée du diamètre angulaire de chaque objet. Crédit : NARDETTO, 2018.

mesurés directement par ISSP seront combinés avec les mesures de parallaxes apportées par le télescope Gaia et les mesures de flux bolométriques pour extraire le rayon absolu et la température effective de l'étoile. En plus de permettre la détermination précise de l'âge de ces étoiles, ces mesures amélioreront considérablement la caractérisation des exoplanètes avec l'objectif d'atteindre un échantillon suffisamment large (environ 50 étoiles) pour une approche statistique et avec la précision requise par les cibles de PLATO. ISSP apporte ainsi une contribution unique à la question de l'existence des mondes habitables.

Le suivi des étoiles pulsantes par les missions de mesure photométrique (WIRE, MOST, CoRoT, Kepler) ont apporté la connaissance de leurs variations photométriques sur un bon échantillon d'entre elles, ce qui grâce à des modèles permet l'estimation de leur variation de diamètre absolu. Cependant, la mesure indépendante de leur diamètre est nécessaire pour la calibration de ces modèles (BIGOT et al., 2011 ; PERRAUT et al., 2013). Ces mesures sont à la limite des capacités de résolution angulaire des interféromètres optiques. Grâce à la combinaison des mesures interférométriques et des parallaxes, il sera possible d'estimer le diamètre stellaire absolu d'environ 300 étoiles réparties sur une région large du diagramme [Hertzsprung - Russell \(H-R\)](#). Les modèles ainsi calibrés de manière absolue et directe seront plus efficaces pour l'estimation du diamètre et de la masse des étoiles pour lesquelles seules les mesures photométriques sont disponibles. En particulier, la question de l'universalité de ces modèles sera étudiée ainsi que leur dépendance à des paramètres plus fins tels que leur métallicité et leur classe.

L'échantillon de cibles choisies pour le programme ISSP contient un nombre important (environ 300) d'étoiles connues pour leur faible activité. Ce choix est fait dans le but d'atteindre des précisions d'environ 1 à 2% sur la mesure directe de leur diamètre, pour une amélioration de la détermination des distances des binaires à éclipses dans les galaxies proches (LMC, SMC, M31 et M33). Cette précision permettra en effet de mieux contraindre les [Relations Brillance de Surface - Couleur \(SBCR\)](#) en distinguant leur dépendance à la métallicité et classe de l'étoile (SALSI et al., 2020 ; SALSI et al., 2022 ; SALSI et al., 2021). L'amélioration des [SBCR](#) est critique pour l'estimation des distances dans l'Univers local, objectif principal du projet Araucaria<sup>4</sup> auquel ISSP apporte donc une contribution singulière et importante.

Les grandes longueurs de base de CHARA donnent également la capacité d'identifier sur environ 350 étoiles les écarts des données interférométriques au simple modèle du disque, issus notamment de l'assombrissement centre-bord, la rotation, les tâches ou l'environnement de l'étoile. Ces mesures sont cruciales pour la caractérisation du transit des exoplanètes par PLATO, l'amélioration des [SBCR](#) et finalement l'amélioration des modèles stellaires (CHALLOUF et al., 2015). Cela sera possible uniquement avec l'apport des données photométriques et spectrométriques homogènes.

Le projet ISSP fera entrer l'interférométrie stellaire dans l'ère des grands relevés astronomiques comme d'autres télescopes présents, passés et futurs tels que CoRoT, Kepler, Gaia, PLATO ou encore l'Observatoire Vera-C.-Rubin. Dans le cas d'ISSP, les données recherchées sont les paramètres

4. <https://araucaria.camk.edu.pl/>

fondamentaux des étoiles, en particulier la distribution d'intensité à leur surface, c'est-à-dire leur diamètre, assombrissement centre-bord, ainsi que leurs caractéristiques dynamiques.

Pour répondre aux objectifs fixés par **ISSP**, l'**OCA** a développé un spectro-interféromètre fibré conçu pour mesurer les visibilités complexes données par les six télescopes de **CHARA** dans le visible et à basse résolution spectrale : **Stellar Parameters and Images with a Cophased Array (SPICA)**. Il est associé à un nouveau suiveur de franges spécialement développé dans le cadre de ce projet mais qui bénéficiera à tous les instruments hébergés par **CHARA** : **SPICA-FT**. Pour le distinguer de ce dernier, le spectro-interféromètre visible est dénommé **SPICA-VIS**.

## 2.2.2 L'instrument SPICA-VIS : un spectro-interféromètre sensible dans le visible

**SPICA-VIS** remplace le spectro-interféromètre **VEGA** (MOURARD et al., 2012), qui fonctionnait en régime de speckle. Ses caractéristiques sont issues de l'objectif de mesurer précisément des faibles visibilités et des clôtures de phase et des enseignements tirés de **VEGA**. L'élargissement souhaité du domaine d'étoiles sur lequel la mesure des paramètres fondamentaux est possible impose à l'instrument scientifique des choix pour augmenter sa sensibilité et sa couverture (u,v) par rapport à ses prédécesseurs.

**SPICA-VIS** opérera dans la bande R, où la résolution angulaire est maximale pour **CHARA**. Ainsi, à 750 nm et pour la base maximale de **CHARA**  $B = 330$  m, le premier zéro de la fonction de visibilité est atteint pour une étoile (d'éclairement homogène) de diamètre 0.55 mas (Fig. 1.19a). En utilisant les modèles de visibilités, sa limite théorique d'estimation d'un diamètre stellaire est ainsi autour de 0.2 mas, sachant qu'en 2018 les diamètres estimés s'échelonnent entre 0.215 mas (HD209458 ; BOYAJIAN et al., 2015) et 41 mas (Bételgeuse ; MONTARGÈS et al., 2016). En outre, les six télescopes seront utilisés instantanément, permettant de mieux contraindre ces mesures de visibilités en démultipliant la couverture du plan (u,v) de 2.5 par rapport à l'utilisation de seulement quatre télescopes.

**SPICA-VIS** aura un mode basse résolution spectrale (**Low Resolution (LR)**) avec  $R \sim 150$ , soit 10 fois inférieur au mode basse résolution spectrale de **VEGA**. L'élargissement des canaux spectraux est souhaitée pour repousser la magnitude limite atteignable par l'instrument et, en supplément du gain en sensibilité, la large bande spectrale (600 - 900 nm) qu'elle permet d'observer instantanément offre une couverture du plan (u,v) plus importante. En plus du mode **LR**, les modes moyenne (**Medium Resolution (MR)**) et haute (**High Resolution (HR)**) résolutions spectrales, avec respectivement  $R \sim 4400$  et  $R \sim 13100$  offriront à **SPICA-VIS** des capacités de mesure de phases différentielles nécessaires pour l'étude des processus dynamiques des étoiles. L'utilisation des six télescopes dotera **SPICA-VIS** des capacités d'imagerie nécessaires pour l'amélioration des modèles stellaires.

Des gains supplémentaires en sensibilité sont obtenus grâce aux progrès technologiques et techniques réalisés depuis **VEGA** dans de nombreux domaines. D'abord, la caméra refroidie **EMCCD** Andor iXon 888<sup>5</sup> qui équipe **SPICA-VIS** réduit le bruit de lecture et de courant d'obscurité à moins d'un électron par lecture par pixel, reportant la limite théorique de détection d'un photon sur l'émission sporadique de faux électrons par le capteur CCD, phénomène connu sous le nom de **Clock-Induced Charge (CIC)**. **SPICA-VIS** fonctionnera donc dans le régime de comptage de photons, tout comme **VEGA**, mais sans les limitations mentionnées en Sec. 2.1.1. De plus, la qualité des mesures interférométriques sera significativement améliorée grâce au filtrage spatial réalisé par les fibres optiques monomodes et rendu possible par le nouveau système d'optique adaptative (BRUMMELAAR et al., 2018) de **CHARA**, offrant dans les meilleurs conditions un rapport de Strehl de 25% dans la bande R, et la boucle d'asservissement tip/tilt développée dans le cadre de l'expérience **CESAR** (Sec. 2.1.1). En outre, la **LR** et la volonté de réaliser des poses longues imposent une grande stabilisation des franges d'interférence. De cette nécessité et des succès de **GRAVITY-FT** ont émergé l'idée de doter **MIRC-X** de la capacité de cophaser. C'est cette amélioration qui porte le nom de **SPICA-FT**, dont je donne plus de détails dans la section suivante 2.2.3.

Finalement, la définition d'un modèle de bruit adapté au design de l'instrument grâce à son prototype **FRIEND** (Sec. 2.1.1) a permis de prédire le domaine du diagramme **H-R** sur lequel **SPICA** sera capable de fournir des données interférométriques. Ce domaine est présenté en Fig. 2.8 avec le **RSB** prévus sur les mesures. Bien que les programmes présentés ci-dessus occupent l'essentiel du temps d'observation de **SPICA**, la polyvalence de l'instrument lui permettra de répondre à de nombreux autres programmes astrophysiques.

5. <https://andor.oxinst.com/products/ixon-emccd-camera-series/ixon-ultra-888>

Dwarfs		Challouf			Salsi-1			Salsi-2			Giants	Challouf			Salsi-1			Salsi-2		
SpTy	O	B0	A0	F5	G7	K3	M0	M3	M4	SpTy	O	B0	A0	F5	G7	K3	M0	M3	M4	
V // V-K	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	V // V-K	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	
0	0.10	1.00	3.35	6.28	11.82	22.25	39.94	70.70	125.14	0	0.24	1.09	3.16	6.72	11.79	20.68	36.41	62.26	106.46	
1	0.06	0.63	2.11	3.96	7.46	14.04	25.20	44.61	78.96	1	0.15	0.69	1.99	4.24	7.44	13.05	22.97	39.28	67.17	
2	0.04	0.40	1.33	2.50	4.71	8.86	15.90	28.14	49.82	2	0.10	0.44	1.26	2.68	4.69	8.23	14.49	24.79	42.38	
3	0.02	0.25	0.84	1.58	2.97	5.59	10.03	17.76	31.43	3	0.06	0.27	0.79	1.69	2.96	5.20	9.15	15.64	26.74	
4	0.02	0.16	0.53	0.99	1.87	3.53	6.33	11.20	19.83	4	0.04	0.17	0.50	1.07	1.87	3.28	5.77	9.87	16.87	
5	0.01	0.10	0.33	0.63	1.18	2.23	3.99	7.07	12.51	5	0.02	0.11	0.32	0.67	1.18	2.07	3.64	6.23	10.65	
6	0.01	0.06	0.21	0.40	0.75	1.40	2.52	4.46	7.90	6	0.02	0.07	0.20	0.42	0.74	1.30	2.30	3.93	6.72	
7	0.00	0.04	0.13	0.25	0.47	0.89	1.59	2.81	4.98	7	0.01	0.04	0.13	0.27	0.47	0.82	1.45	2.48	4.24	
8	0.00	0.03	0.08	0.16	0.30	0.56	1.00	1.78	3.14	8	0.01	0.03	0.08	0.17	0.30	0.52	0.91	1.56	2.67	
9	0.00	0.02	0.05	0.10	0.19	0.35	0.63	1.12	1.98	9	0.00	0.02	0.05	0.11	0.19	0.33	0.58	0.99	1.69	
10	0.00	0.01	0.03	0.06	0.12	0.22	0.40	0.71	1.25	10	0.00	0.01	0.03	0.07	0.13	0.21	0.36	0.62	1.06	

FIGURE 2.8 – Domaine d’observation prédictif de SPICA en fonction des classes, types spectraux et couleurs des étoiles sur l’ensemble du diagramme HR. Les chiffres affichés dans les cases sont les diamètres angulaires estimés à partir des SBCR. La couleur verte représente le domaine accessible et la couleur orange les conditions limites. Le critère utilisé pour cela est la précision de mesure à 1% sur le rayon stellaire avec (ligne supérieure) ou sans (ligne inférieure) hypothèse *a priori* sur l’assombrissement centre-bord.

### 2.2.3 L’instrument SPICA-FT : un cophaseur pour CHARA, dans le proche infrarouge

L’instrument **SPICA-FT** est développé à l’OCA en parallèle de **SPICA-VIS**. Son rôle est d’augmenter le temps d’intégration possible des franges sur le détecteur de **SPICA-VIS**. La Fig. 2.9 montre le gain apporté par l’augmentation du temps d’intégration sur le RSB des mesures et ainsi sur leur précision et sensibilité, dans le cas de deux objets de visibilités 0.1 et 0.5. Cette estimation faite à partir d’une résolution spectrale de 100 est optimiste comparée à la LR finale de **SPICA-VIS** mais montre le gain relatif de plus d’une magnitude dans le cas d’une multiplication par 10 du temps d’intégration voire de plusieurs magnitudes en atteignant des temps de plusieurs secondes.

**SPICA-FT** consiste en un PIC placé en parallèle du recombiner plan focal de l’instrument, alimenté par des fibres optiques monomodes et dont les sorties sont placées sur la fente d’entrée du spectrographe de MIRC-X. La qualité du PIC et l’architecture de commande de **SPICA-FT** sont au coeur des performances de cophasage finales, cette greffe sur un spectrographe existant a donc permis de gagner un temps précieux pour focaliser les efforts sur ces deux points que je présenterai plus en détail dans le Chap. 6.

La particularité des observations coordonnées **SPICA-VIS** + **SPICA-FT** est le cophasage dans la bande H pour un instrument scientifique dans la bande R, aux longueurs d’onde plus courtes. Cette configuration permettra de bénéficier des avantages expliqués en Sec. 1.4.4 tels que le *bootstrapping* spectral et l’économie de photons pour **SPICA-VIS** en dépit des contraintes aussi évoquées telles que la décorrélation des OPD entre R et H et le besoin d’une minimisation plus forte des résidus.

### 2.2.4 Plan du manuscrit

Ma thèse a été initiée en 2019 à la suite des projets **FRIEND** et **CESAR**. Je rassemble mes travaux dans les Chap. 3 à 7. Une première partie (Chap. 3 et 4) est consacrée à la spectro-interférométrie à large bande spectrale, en particulier dans le visible. Dans le Chap. 3, je détaillerai le fonctionnement du spectro-interféromètre **SPICA-VIS** dont j’ai conçu le recombiner et au développement duquel j’ai participé jusqu’à sa mise en œuvre sur le ciel. Le fonctionnement à basse résolution spectrale de **SPICA-VIS** rend nécessaire la correction de la dispersion sur la bande R. Le Chap. 4 expliquera ce besoin et la solution que j’ai définie puis calibrée sur **CHARA** et qui bénéficiera à l’ensemble des instruments de l’interféromètre, de 0.6 à 2.5  $\mu\text{m}$ .

La seconde partie (Chap. 5 à 7) se concentre sur la problématique du cophasage d’un interféromètre

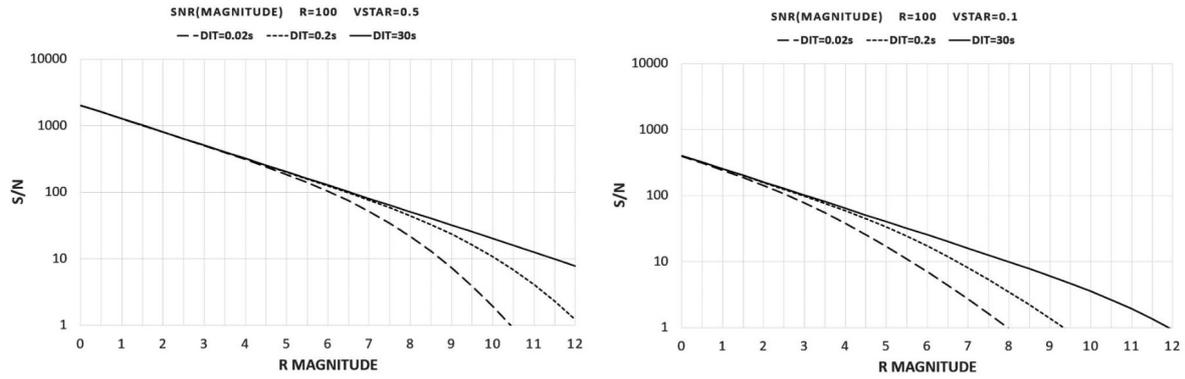


FIGURE 2.9 – RSB ( $|V|^2$ ) en fonction de la magnitude pour une résolution spectrale  $R = 100$  et trois temps d'intégration 20 mas, 200 ms et 30 s dans le cas d'une visibilité de 0.5 et 0.1.

à plusieurs télescopes, qui est également au cœur de ma thèse. Pour y répondre, j'ai d'abord développé un simulateur de suivi de franges sous Python que je présente en Chap. 5. Il m'a été utile pour comparer et optimiser les performances du nouveau [cophaseur SPICA-FT](#) de [CHARA](#), comme nous le verrons au Chap. 6. Je m'en suis également servi pour étudier la meilleure façon d'utiliser les mesures redondantes d'[OPD](#) pour cophaser un interféromètre à six, sept ou dix télescopes. Cette dernière étude sera décrite dans le Chap. 7.

Je conclurai finalement en Chap. 8.

Deuxième partie

**Spectro-interférométrie à large  
bande spectrale**

## Chapitre 3

# Conception d'un spectro-interféromètre visible à 6 faisceaux : SPICA-VIS

### 3.1 Le spectro-interféromètre SPICA-VIS dans l'écosystème CHARA

#### 3.1.1 Contexte de SPICA-VIS dans le cadre de ma thèse

Un instrument tel que [SPICA-VIS](#) ne se fait pas en un jour. Il a d'abord fallu les années d'expérience des opérateurs de l'instrument précédent [VEGA](#) (MOURARD et al., 2012) et le travail de définition des besoins en données interférométriques par les astrophysiciens pour que les caractéristiques de ce nouvel instrument deviennent progressivement claires. Ce sont aussi deux thèses qui ont contribué à ce projet. Il y a d'abord celle de Marc-Antoine Martinod (MARTINOD, 2018) débutée en 2015 et défendue en Décembre 2018, qui a participé au développement du démonstrateur de SPICA-VIS, l'instrument [FRIEND](#), et a démontré l'intérêt d'un spectro-interféromètre fibré dans le visible sur CHARA et de la boucle de contrôle tip/tilt pour l'injection dans les fibres optiques en régime d'OA partiel (Sec. 2.1.1). Il y eut ensuite la thèse d'Anthony Salsi (SALSI, 2022), entre 2018 et 2021. Lui a travaillé sur l'amélioration des relations brillance de surface - couleur ([SBCR](#)) avec les données de VEGA et a extrapolé ses travaux aux résultats que l'on peut attendre des futures données récoltées par SPICA-VIS. Le développement de l'instrument SPICA-VIS a débuté au cours de l'année 2019 et a aussitôt impliqué une petite dizaine d'ingénieurs ayant des compétences variées et complémentaires (optique, électronique, mécanique, programmation et architecture réseau, etc...), chacun et chacune impliqué(e)s à la hauteur des besoins. J'ai débuté ma thèse en Octobre 2019, alors que certaines parties de l'instrument SPICA-VIS, en particulier la "table d'injection", étaient déjà bien définies par l'équipe. Je n'ai donc pas travaillé sur la définition de la table d'injection mais ai suivi son développement et participé à son intégration en laboratoire et à la caractérisation de quelques éléments. Les spécifications et le design optique du spectro-interféromètre en sortie de fibres n'étaient quant à eux que partiellement définis. J'ai donc été chargé de sa conception optique à l'aide du logiciel Zemax, en collaboration avec le reste de l'équipe et en particulier avec l'aide précieuse de Julien Dejonghe, l'ingénieur opto-mécanique de l'équipe qui a conçu le système optique de la table d'injection.

Le design optique de l'instrument SPICA-VIS au complet a été présenté dans PANNETIER et al. (2020). Dans ce chapitre, j'expliquerai dans une première partie les différents modules de la table d'injection en entrant dans plus de détails pour ceux sur lesquels j'ai été impliqué. Je restituerai également les étapes qui ont mené au design final du recombineur, qui a occupé une partie importante de ma première année de thèse. Dans une seconde partie, je présenterai mes travaux en lien avec l'intégration de l'instrument en laboratoire qui ont amené à quelques modifications nécessaires avant de conclure par les résultats de commissioning de SPICA-VIS, encore en cours.

### 3.1.2 Implantation de SPICA-VIS dans l'écosystème CHARA

Le spectro-interféromètre **VEGA** a été décommissionné à la fin de l'année 2021 afin de libérer la place pour son successeur **SPICA-VIS**. **PAVO** (IRELAND et al., 2008) partage donc maintenant la bande visible avec SPICA-VIS. L'écosystème instrumental du laboratoire de recombinaison de CHARA est schématisé en Fig. 3.1. Les six faisceaux des télescopes proviennent d'en bas à droite du schéma et une lame dichroïque par faisceau sépare ses longueurs d'onde visibles de ses longueurs d'onde infrarouges, la séparation étant fixée à 1  $\mu\text{m}$ . On voit apparaître également la solution de compensation de la dispersion longitudinale qui sera l'objet du Chap. 4. Le **Six Telescopes Simulator (STS)** permet de travailler avec les différents instruments sans avoir besoin d'étoile et donc mobiliser les télescopes. Il est nécessaire pour cophaser les différents instruments entre eux avant toute observation et aussi utilisé pour leurs alignements et calibrations. Il est alimenté par une source halogène Ocean Optics pouvant être remplacée par n'importe quelle source fibrée selon les besoins. La table bleu accueille les éléments d'alignement et de référence dans le visible pour CHARA ainsi que le périscope de SPICA-VIS visible en Fig. 3.2. Ce dernier est composé de deux miroirs à 45° positionnés l'un au-dessus de l'autre qui permettent de récupérer la totalité des faisceaux visibles pour alimenter SPICA-VIS. Les miroirs du bas sont escamotables afin de laisser passer les faisceaux de référence de CHARA, nécessaires dans certaines phases d'observation.

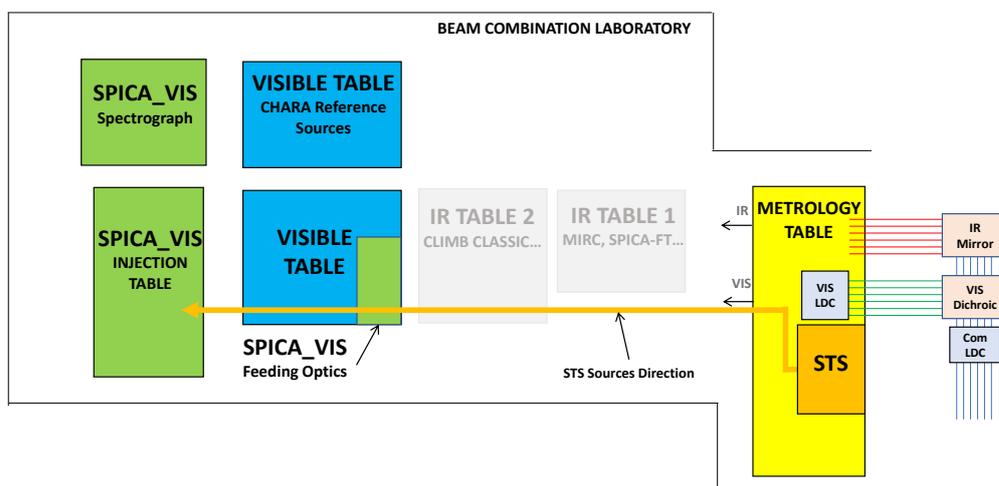
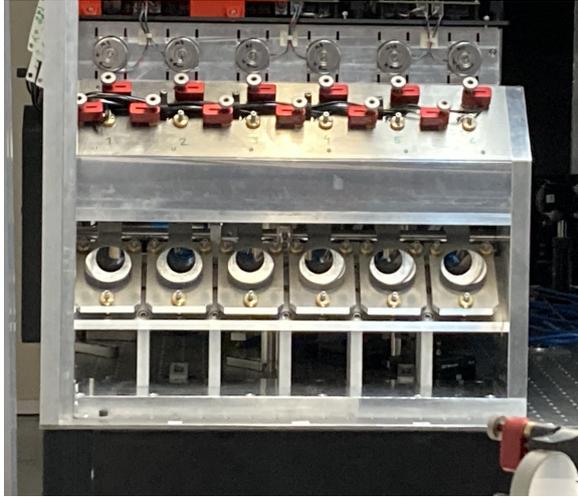


FIGURE 3.1 – Implantation de SPICA-VIS dans le laboratoire de recombinaison de CHARA. La table colorée en bleu accueille l'instrument **PAVO** et l'ensemble des éléments d'alignement et de référence dans le visible pour CHARA. Le périscope (zone verte) est positionné à l'endroit du rectangle vert sur cette table.

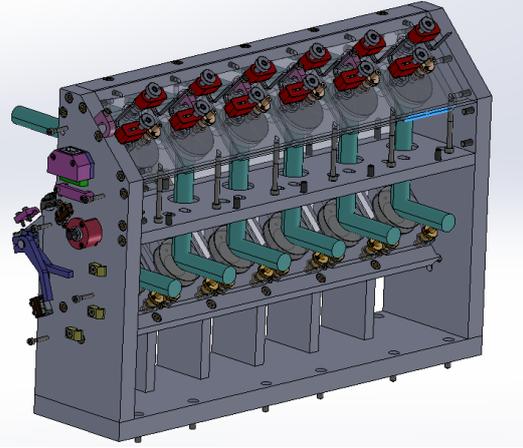
## 3.2 La table d'injection - Optimisation de l'injection dans des fibres optiques monomodes

### 3.2.1 Filtrage spatial à l'aide de fibres optiques monomodes

La visibilité des franges d'interférences est impactée par le rapport photométrique entre les champs interférant et par la cohérence spatiale de la source. La turbulence atmosphérique, malgré les corrections de l'OA, empêche de superposer parfaitement ces champs électromagnétiques sur le détecteur. Une partie importante de l'énergie ne contribue donc pas à l'interférogramme et ajoute seulement du bruit de photons. En outre, le facteur d'atténuation photométrique n'est pas constant sur le détecteur, rendant difficile la calibration des visibilités mesurées.



(a) Photographie du périscope.



(b) Dessin 3D du périscope.

FIGURE 3.2 – Périscope amovible permettant la redirection des faisceaux vers SPICA-VIS. Les miroirs du bas sont escamotables pour laisser passer les faisceaux d’alignement. Les parties rouges visibles en haut sont les moteurs des miroirs du haut qui permettent de régler l’alignement de SPICA-VIS avec les faisceaux de référence de CHARA.

Une solution régulièrement employée consiste alors à troquer les aberrations optiques de ces fronts d’onde n’interférant pas parfaitement entre eux contre une perte photométrique. Ainsi, lorsque les champs électromagnétiques d’énergie différente mais de modes très proches se superposent sur le détecteur, toute l’énergie contribue à l’interférogramme avec un facteur d’atténuation photométrique unique. En sortie de filtrage spatial, une partie de l’énergie est utilisée pour mesurer les photométries individuelles en temps réel dans une voie photométrique tandis que le reste permet de créer l’interférogramme dans la voie interférométrique. Comme le facteur d’atténuation photométrique est invariant, il peut être calibré pour chaque paire interférométrique en remplissant ce que l’on appelle une matrice  $\kappa$  (FORESTO et al., 1997) et qui est simplement pour chaque faisceau incident le rapport après filtrage entre son énergie dans la voie interférométrique et dans la voie photométrique. Finalement, la connaissance des  $\kappa_i$  de chaque faisceau et des photométries en temps réel permet d’estimer précisément le module des visibilitées de la source à partir des intensités mutuelles mesurées comme expliqué en détail dans la Sec. 3.1.1 de MARTINOD (2018).

Le principe du filtrage spatial est le suivant. Lorsqu’un front d’onde est focalisé dans un plan image, l’intensité se répartit dans le plan selon l’énergie portée par ses fréquences spatiales, la fréquence nulle étant sur l’axe et les fréquences hautes s’éloignant de l’axe optique (la lentille optique réalise une transformée de Fourier de la pupille). Ainsi, supprimer l’énergie à partir d’une certaine distance de l’axe optique revient à supprimer ces fréquences spatiales au détriment de pertes photométriques. Le filtrage spatial est utilisé depuis de nombreuses années en interférométrie soit sous la forme d’un trou de dimension adéquat placé dans un plan image soit par une fibre optique monomode ne propageant le signal stellaire que selon un mode, son mode fondamental défini par les propriétés opto-mécaniques de la fibre. Ces deux méthodes ont été proposées lors du même colloque en 1992, la première par PRASAD et LOOS (1993) et la seconde par SHAKLAN et al. (1992). Pour la définition de l’instrument infrarouge AMBER (PETROV et al., 2007), MEGE et al. (2000) ont comparé l’impact de ces différentes méthodes de filtrage spatial sur le RSB et conclut que le filtrage par fibres était plus efficace que par un trou et que tant que le rapport de Strehl atteint par l’OA restait inférieur à 90%, il restait également préférable à une absence totale de filtrage. Des simulations faites par TATULLI et al. (2010) suggèrent également que l’apport du filtrage monomodal est réel sur un ensemble de conditions atmosphériques très large. Nous pouvons raisonnablement transposer ces résultats aux longueurs d’onde visibles où nous attendons sur CHARA un rapport de Strehl d’au maximum 25%.

SPICA-VIS utilise donc six fibres monomodes de 1.2 m de longueur, égalisées en dispersion, qui réalisent un filtrage spatial efficace. En outre, l’usage des fibres est très pratique en terme de découplage de la partie amont de l’interféromètre et de sa partie aval, post-fibre, constituant le spectro-interféromètre.

### 3.2.2 Contrôle tip/tilt de l'injection dans les fibres.

Le filtrage spatial nécessite donc l'injection de chaque faisceau dans une fibre monomode en aval d'une optique adaptative dont le rôle est de maximiser le rapport de Strehl du front d'onde. En effet, l'énergie injectée dans la fibre est proportionnelle au rapport de Strehl (RUILIER, 1998). Cependant, l'OA offre un rapport de Strehl d'au mieux 25% dans le visible et le contrôle des modes tip et tilt ne garantit pas un maintien parfait du centre de la PSF dans le coeur de la fibre. Les travaux réalisés dans le cadre de l'expérience FRIEND ont donc permis de construire une méthode d'optimisation de l'injection de faisceaux partiellement corrigés par optique adaptative par une boucle tip/tilt à haute fréquence ( $\simeq 500$  Hz) maintenant le maximum d'intensité au coeur de la fibre. Bien que cette optimisation ne modifie pas significativement la magnitude limite de l'instrument, elle permet un gain de 8 à 30% sur le RSB de la mesure de visibilité (MARTINOD, 2018).

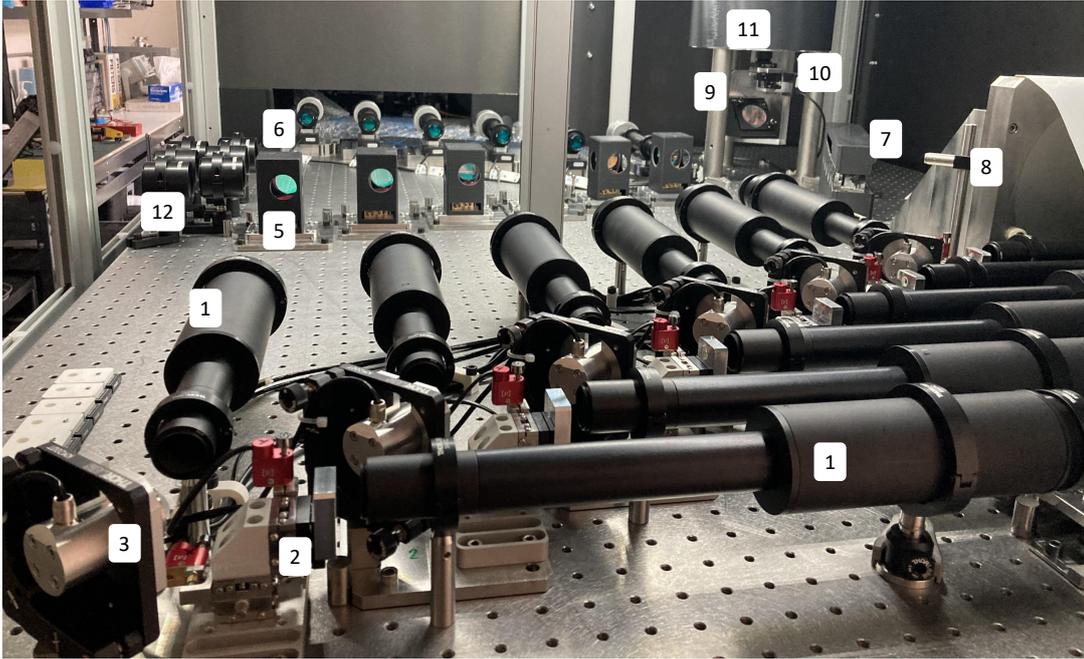
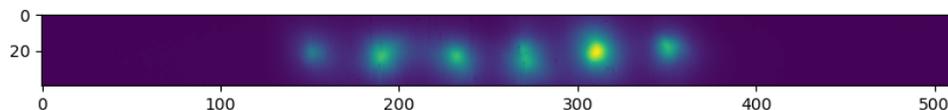


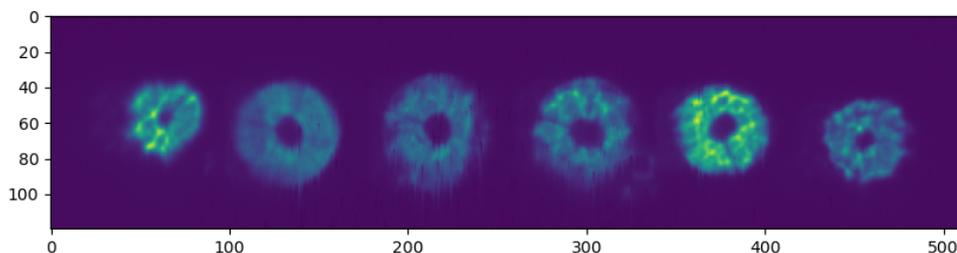
FIGURE 3.3 – Table d'injection de SPICA-VIS. Après leur récupération par le périscope, chacun des six faisceaux CHARA est focalisé par un doublet achromatique (1) de focale  $F = 400$  mm dans le plan d'une lentille de champ (2) de focale  $F = -9$  mm motorisée en X/Y/Z permettant de centrer la pupille sur un miroir plan (3) de diamètre  $1/2''$  commandé en tip/tilt. Le plan pupille est également conjugué à l'entrée du module d'injection (6). Ce réglage se fait lors de la phase d'alignement en début d'observations. Un autre doublet achromatique (1)  $F = 400$  mm collimate ensuite le faisceau avant que 10% ne soit réfléchi (5) vers la voie de contrôle. Un miroir (7) dirige le faisceau vers un miroir parabolique hors axe (8) commun aux six faisceaux qui grâce à un miroir coudé (9) refocalise chaque faisceau sur le détecteur de la caméra (11). La caméra est placée à la verticale et refroidie grâce à un système d'aération dirigé vers l'extérieur de la table et d'un circuit réfrigérant à eau. Le flux transmis par le séparateur de faisceaux (5) est injecté dans la fibre grâce au module d'injection (6) composé d'un doublet achromatique ( $F = 200$  mm) et d'une lentille plan-convexe ( $F = 12$  mm). Ce module d'injection est placé sur une platine de translation qui permet de régler le cophasage du faisceau avec les autres. Lorsque le système de rétroinjection (FBI) (Fig. 3.5) est allumé, le faisceau retour est réfléchi par le séparateur (5) puis par le coin de cube (12) pour être transmis à nouveau par le séparateur (5) vers la voie contrôle tandis qu'une partie est renvoyée vers CHARA. Une lentille mobile (10) de focale  $F = 65$  mm peut être placée dans le faisceau pour imager la pupille lors des procédures d'alignement et ainsi contrôler la lentille de champ (2).

La table d'injection visible en Fig. 3.3 remplit donc le rôle de l'optimisation de l'injection dans les fibres à travers diverses opérations dont la boucle de contrôle tip/tilt fait partie. Dans le chemin optique de chaque faisceau sont placés un miroir en plan pupille contrôlé à haute fréquence pour maintenir la PSF dans le coeur de la fibre et une lentille de champ permettant d'aligner la pupille au centre des tubes d'injection. Les tubes d'injection sont constitués d'un doublet achromatique et d'une lentille plan-concave dont les positions, matériaux et vergences ont été optimisés sous Zemax pour maximiser l'injection dans les fibres. La mesure en temps réel de la position de la PSF au niveau de l'entrée de chaque fibre est le rôle de la voie de contrôle qui récupère 10% du flux grâce à des séparateurs de faisceaux placés entre les miroirs tip/tilt et les modules d'injection. Une lentille amovible permet

d'imager ces six PSF (Fig. 3.4a) sur une caméra inclinée à  $90^\circ$  ou, pendant la phase d'alignement, les six pupilles (Fig. 3.4b).



(a) Images



(b) Pupilles

FIGURE 3.4 – Images et pupilles des six faisceaux en entrée de fibres optiques, intégrées sur plusieurs secondes.

La connaissance de la position sur laquelle asservir les PSF est obtenue en deux étapes. D'abord par l'illumination de la sortie des fibres avec une source laser (anamorphosée pour illuminer les six fibres) qui permet d'observer par chemin optique inverse sur la caméra de contrôle la position du coeur des fibres à quelques micromètres près. Ce système, visible en Fig. 3.5, est appelé **Fiber Back Illumination (FBI)**. Mais la forme ovoïdale des fibres à maintien de polarisation, ainsi que les coins de cubes utilisés pour obtenir ce chemin optique inverse, ne permettent pas de déterminer la position optimale de l'injection. Ainsi, une recherche de la meilleure position est ensuite réalisée autour de la position de référence donnée par le FBI. Ce mode nommé *fiber explorer* utilise le miroir de tip/tilt pour déplacer la PSF, avec un pas de quelques centaines de nanomètres choisi par l'opérateur, tout en enregistrant l'intensité sur la caméra science de SPICA-VIS. Une fois cette exploration réalisée, la distribution d'intensité est comparée à une gaussienne pour déterminer la position optimale de la PSF. C'est sur cette position qu'est asservie la PSF par le miroir tip/tilt durant l'observation.

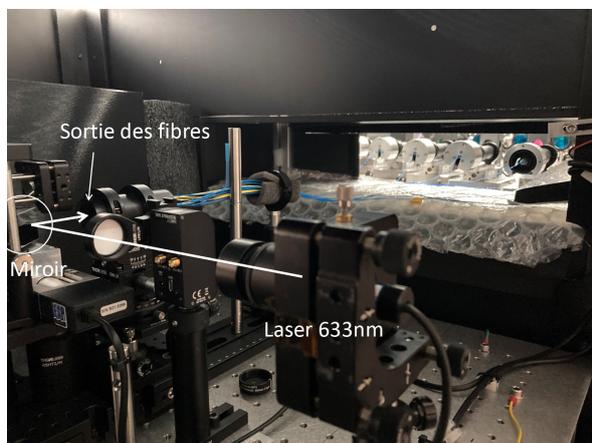


Figure 3.5 – Module de rétro-injection dans les fibres optiques (FBI). Le laser 633 nm placé sur la platine tip/tilt à droite est collimaté par un doublet achromatique puis un diffuseur (surface blanche) réduit le flux. Un miroir monté sur une platine de translation (tout à gauche de l'image) renvoie le flux vers les fibres (en jaune et bleu à droite). Le faisceau étant de distribution gaussienne, les fibres extérieures reçoivent moins de flux que les centrales mais cette différence est suffisamment faible devant la dynamique de la caméra pour atteindre la précision souhaitée sur la mesure des positions des coeurs de fibres.

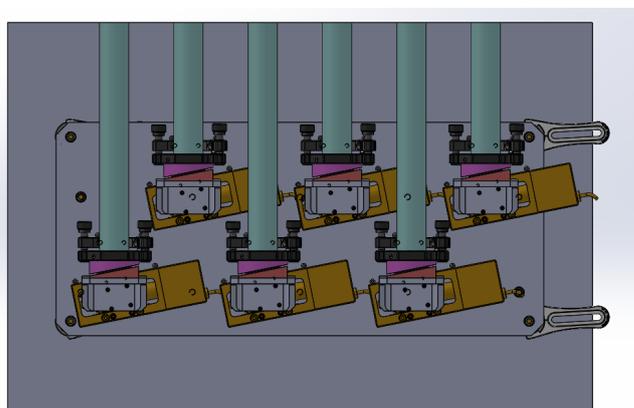
### 3.2.3 Compensation de la dispersion atmosphérique

L'atmosphère ajoute au champ électromagnétique deux phénomènes chromatiques qu'il est nécessaire de compenser :

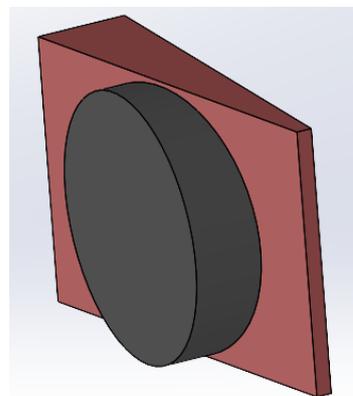
- la dispersion longitudinale : à cause des LAR non-vides de CHARA, la compensation du chemin optique est chromatique ce qui réduit le contraste des franges.
- la réfraction atmosphérique : à la manière d'un prisme, elle disperse angulairement l'image à l'entrée de la fibre optique ce qui réduit l'efficacité de son injection.

#### Compensation de la dispersion longitudinale

La correction de la dispersion longitudinale est faite sur CHARA au moyen de paires de verres (Fig. 3.6) disposées têtes-bêches de façon à réaliser une lame à face parallèle à épaisseur ajustable pour chacun des faisceaux. On appelle ce composant un Compensateur de Dispersion Longitudinal, ou en anglais *Longitudinal Dispersion Compensator (LDC)*. La correction de la dispersion sur toute la bande spectrale de CHARA, avec tous les instruments en basse résolution spectrale nécessite un LDC dans le chemin optique, MLDC, et un spécifique à la bande visible, VLDC. La définition et mise en œuvre de cette solution est expliquée en détail dans le Chap. 4.



(a) Implantation des VLDC.



(b) Un LDC. Le prisme fixe est en noir et le prisme mobile en rouge.

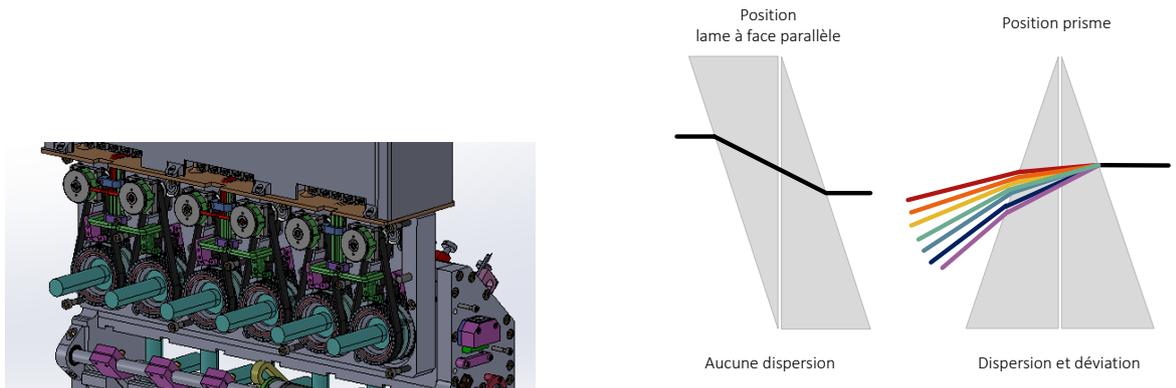
FIGURE 3.6 – Dessins 3D de l'implantation des VLDC et zoom sur un VLDC.

#### Compensation de la réfraction atmosphérique

En complément de l'asservissement sur la position des PSF, il est nécessaire de corriger leur dispersion latérale due à la réfraction des faisceaux par l'atmosphère, d'autant plus élevée que l'objet observé est bas sur l'horizon. La dispersion se fait dans une direction déterminée par la distance zénithale de l'objet et la rotation de champ que chaque télescope individuel introduit lors de son suivi. Six compensateurs de réfraction atmosphérique, aussi dénommés *Atmospheric Dispersion Compensators (ADC)*, sont donc placés dans le système de périscope à la verticale (Fig. 3.7a) et jouent le rôle inverse de l'atmosphère en réfractant les faisceaux dans la direction opposée. Chacun de ces ADC est composé de deux prismes de section circulaire dont l'orientation relative détermine la direction ainsi que l'amplitude de la réfraction, comme schématisé en Fig. 3.7b.

### 3.2.4 Compensation de la biréfringence

Nous l'avons dit, les fibres monomodes sont à maintien de polarisation ce qui permet de travailler sur les polarisations des faisceaux en amont. Il est important que la différence de phases entre les deux polarisations soit la même pour tous les faisceaux pour éviter un brouillage des franges lors de la superposition de leurs interférogrammes respectifs (Fig. 3.8a) sur le détecteur. Or le matériau constituant le cœur des fibres, est biréfringent, ce qui empêche cela. Pour cette raison, la table



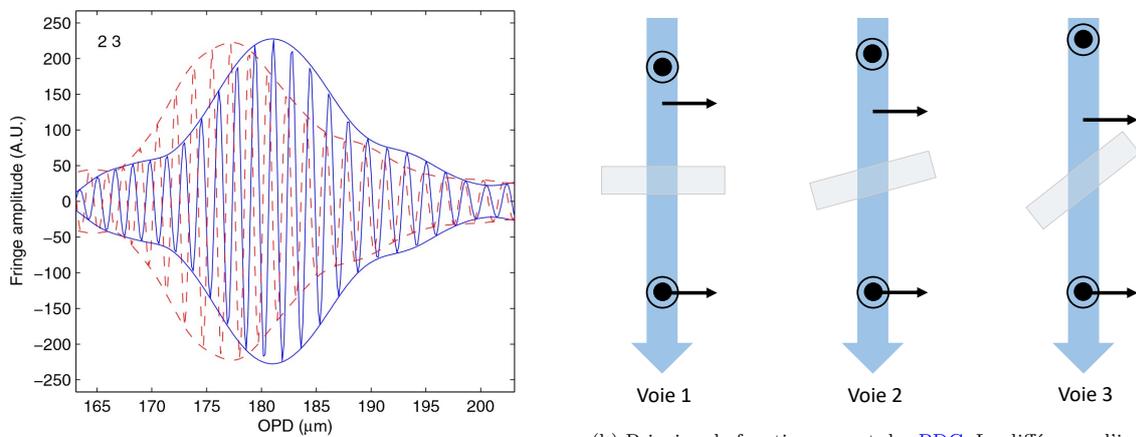
(a) Dessin 3D des ADC montés sur le périscope et motorisés grâce à deux courroies, l'une visible en noir. Le cylindre bleu horizontal représente le faisceau qui traverse les ADC.

(b) Principe de fonctionnement des ADC. Lorsque les deux prismes forment une lame à face parallèle, aucune dispersion ni déviation n'a lieu. La rotation d'un prisme par rapport à l'autre permet de régler l'amplitude de la dispersion et son orientation en fonction de l'angle d'entrée du champ électromagnétique de l'objet dans l'atmosphère.

FIGURE 3.7 – Schéma de principe et dessin 3D des ADC constitués de deux prismes identiques de section circulaire.

d'injection accueille un module de compensation de cette biréfringence, appelé **Polarization Difference Compensator (PDC)**, dont le concept a été introduit par LAZAREFF et al. (2012).

Ce module est en fait une lame à faces parallèles découpée dans un verre aux propriétés biréfringentes placée dans chaque faisceau (Fig. 3.8b). L'inclinaison de la lame permet de ralentir ou accélérer une polarisation par rapport à l'autre et d'obtenir ainsi la même différence de marche entre les polarisations pour tous les faisceaux.



(a) Décalage des interférogrammes obtenus avec deux polarisations différentes après propagation dans un matériau biréfringent. Crédit : LAZAREFF et al., 2012.

(b) Principe de fonctionnement des PDC. La différence d'inclinaison des lames de deux faisceaux différents permet d'égaliser les différences de marche qui existent entre les polarisations de chaque faisceau.

FIGURE 3.8 – Effet et principe de correction de la biréfringence par les PDC.

Le choix de l'épaisseur des lames doit être fait en connaissance de l'amplitude de la biréfringence à corriger. Au cours de l'année 2021, lors de l'intégration de SPICA-VIS au laboratoire à Nice, j'ai encadré deux stagiaires de Licence 3 avec qui nous avons estimé cette biréfringence à moins de 10 μm de GD pour toutes les paires de fibres (Fig. 3.9). La procédure est la suivante :

1. Placer SPICA-VIS en mode moyenne résolution, sur la bande centrale entre 676 et 764 nm.
2. Alimenter SPICA-VIS avec l'équivalent du STS au laboratoire en utilisant une source super-continuum pour avoir accès à toutes les longueurs d'onde de la bande observée.
3. Sélectionner une des deux polarisations grâce à un polariseur linéaire placé à la sortie des fibres optiques, par exemple la polarisation verticale. Cela est possible car les fibres sont à maintien

de polarisation et l'alignement de leurs axes neutres est fait à quelques degrés près, ce qui est largement suffisant pour la mesure à réaliser.

4. Cophaser chaque paire de faisceaux grâce aux lignes à retard internes de SPICA-VIS : cophaser signifie ici annuler le retard de groupe moyen en obtenant des franges autant alignées avec la direction de dispersion que possible sur le détecteur. Enregistrer les images.
5. Tourner le polariseur linéaire de  $90^\circ$  et enregistrer les images.
6. À partir des images des franges d'interférence, estimer le retard de groupe entre chaque paire pour les polarisations verticale et horizontale.

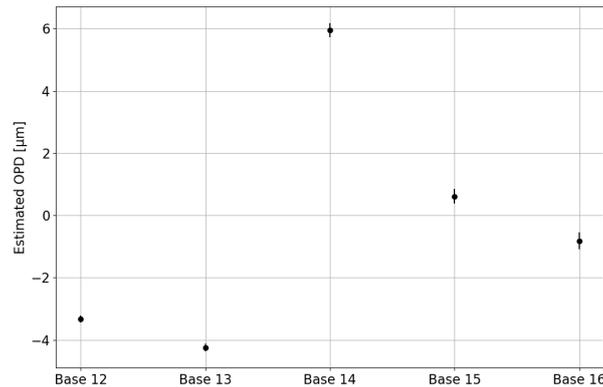


FIGURE 3.9 – Biréfringence mesurée en laboratoire entre la fibre 1 et les autres.

Pour compenser cette biréfringence, nous avons acheté six lames à faces parallèles d'épaisseur 8 mm fabriquées dans le cristal alpha-BBO<sup>1</sup>, un matériau dont la biréfringence permet de compenser  $20 \mu\text{m}$  avec un angle relatif des lames de  $30^\circ$ . La Fig. 3.10 présente le module PDC finalement installé dans le chemin optique de l'instrument à CHARA.

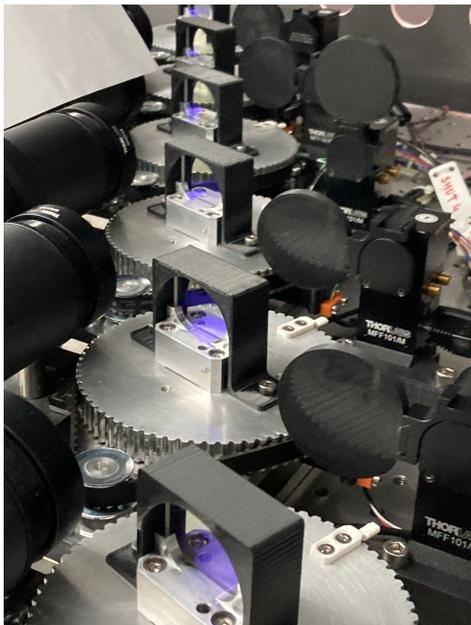


Figure 3.10 – Photographie des PDC de SPICA-VIS. La rotation des lames de verres est permise par une courroie individuelle alimentée par un moteur pas à pas. Les pièces blanches en plastique que l'on voit dépasser des roues dentées sont des butées optiques permettant d'avoir une référence de l'angle de rotation.

1. <https://www.newlightphotonics.com/Birefringent-Crystals/alpha-BBO-Crystals>

### 3.3 Le spectro-interféromètre de SPICA-VIS - Recombinaison plan focal de six faisceaux dispersés.

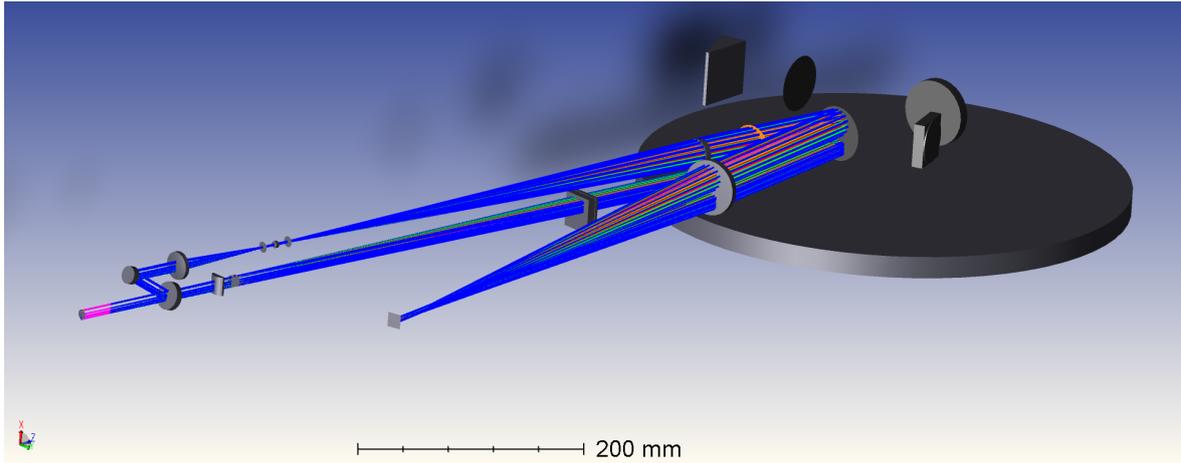
SPICA-VIS n'est pas le premier spectro-interféromètre fibré à six faisceaux en plan focal à avoir été conçu. L'interféromètre [NPOI](#) s'est équipé de l'instrument [VISION](#) ([GARCIA et al., 2016](#)) en 2016 qui observe sur la même bande spectrale que SPICA-VIS avec deux résolutions spectrales possibles ( $R = 200$  et  $R = 1000$ ). CHARA observe également depuis quelques années avec les spectro-interféromètres [MIRC-X](#) et [MYSTIC](#), eux aussi deux recombineurs plan focal à six télescopes mais fonctionnant respectivement dans les bandes H et K. Dans cette section, je vais détailler la démarche qui a mené jusqu'au concept optique de notre spectro-interféromètre qui est présenté en [Fig. 3.11](#).

#### 3.3.1 Les spécifications de l'instrument

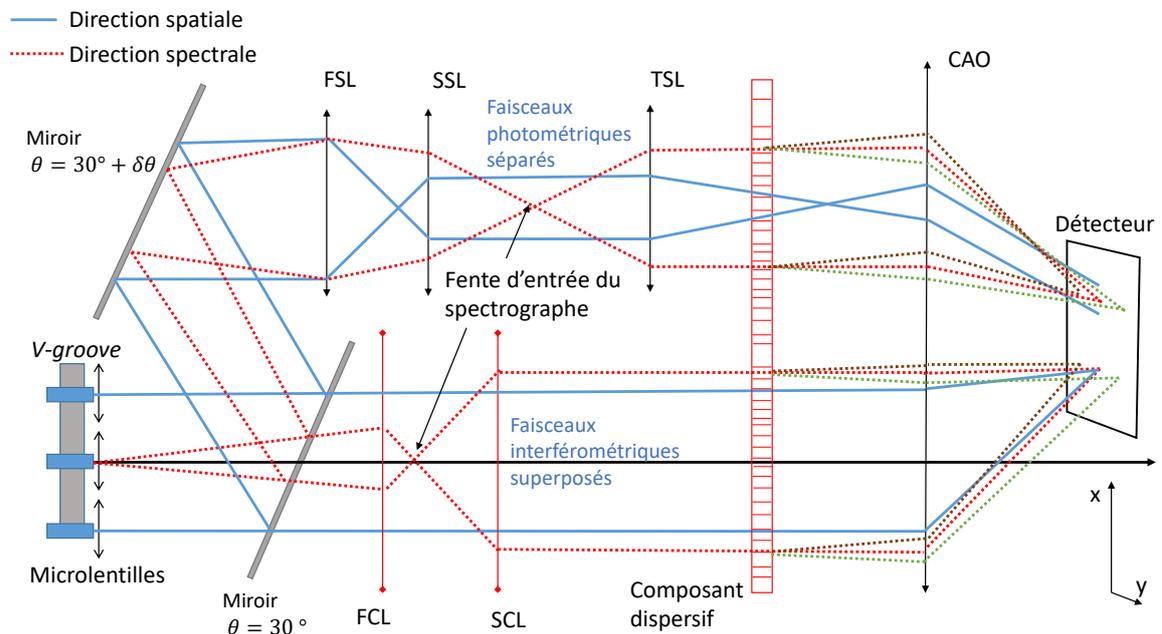
Les spécifications du système optique de SPICA-VIS sont résumées dans le [Tab. 3.1](#).

TABLE 3.1 – Spécifications de départ pour le design de SPICA-VIS.

Paramètre	Valeur	Commentaire
<b>Pupille d'entrée</b>		
Nombre de faisceaux	6	
Ouverture numérique fibre	$ON_{fibre} = 0.12$	
Rayon premier mode fibre	$\omega_0 = 2.25 \mu\text{m}$	
Redondance fréquentielle	Aucun recouvrement ( <i>crosstalk</i> ) entre les pics-frange	
<b>Sortie</b>		
Détecteur	1024 × 1024 pixels Taille pixel : 13 $\mu\text{m}$	Andor iXon 888
Vitesse de lecture	$\geq 50 \text{ Hz}$	Limite le champ utilisable du détecteur à 512 × 1024
<b>Propriétés spectrales</b>		
Bande spectrale	600 - 900 nm	Garantir 650 - 850 nm
Résolutions spectrales	140, 3000, 10000	Ne pas descendre plus bas en <a href="#">LR</a>
<b>Interférométrie et photométrie</b>		
Echantillonnage franges	3 pix/frange minimum	
Mesure photométries	Oui	Avec la même dispersion que l'interférométrie
Echantillonnage photométries	<a href="#">FWHM</a> sur moins de 2 pixels	
<b>Contraintes supplémentaires</b>		
Encombrement	Table 1500 x 500 mm	



(a) Dessin 3D Zemax de SPICA-VIS



(b) Schéma de principe de SPICA-VIS. Pour plus de clareté, le repliement de l'instrument n'est pas représenté ni la divergence du faisceau dans la direction spatiale.

FIGURE 3.11 – Dessin optique 3D (Fig. 3.11a) et schéma de principe (Fig. 3.11b) de SPICA-VIS. Les six fibres optiques monomodes sont alignées à gauche de l'image, avec les microlentilles à leur sortie. Un séparateur de faisceaux orienté à  $30^\circ$  transmet 87.5% de l'énergie vers la voie interférométrique et réfléchit 12.5% vers la voie photométrique.

**Voie interférométrique.** Dans la voie interférométrique, une lentille cylindrique (FCL;  $F = 20$  mm) réimage le plan des microlentilles avec un grandissement  $\sim 1/8$  dans la direction spectrale et laisse la diffraction opérer dans la direction spatiale. L'image intermédiaire, anamorphosée d'un facteur 50, peut être considérée comme la fente du spectrographe, le doublet achromatique cylindrique (SCL;  $F = 417$  mm) collimate le faisceau dans la direction spectrale pour sa dispersion par les éléments dispersifs.

**Voie photométrique.** Dans la voie photométrique, un miroir réfléchit les faisceaux en introduisant un petit angle entre les deux voies nécessaire à leur séparation sur le capteur. Puis deux premiers doublets achromatiques (FSL et SSL;  $F = 15$  mm et  $F = 100$  mm) en conjugaison afocale réimaginent le plan des microlentilles (dans les deux directions) avec un grandissement  $\sim 1/6$  tout en maintenant les six faisceaux parallèles en sortie. Cette image intermédiaire constitue la fente du spectrographe dans cette voie et est collimatée par un doublet achromatique (TSL;  $F = 500$  mm) pour sa dispersion par les éléments dispersifs.

**Dispersion.** Sur un plateau rotatif sont installés deux réseaux blazés de 300 et 900 traits/mm, un ensemble miroir+prisme (angle  $\sim 25^\circ$ ; N-BK7) et un miroir seul. Ils permettent de disperser les faisceaux issus des deux voies avec les angles de déviation adéquats pour les résolutions spectrales 150, 4300 et 13100 et d'avoir un mode non dispersif utile pour l'alignement.

**Imagerie sur le détecteur.** Un doublet achromatique (CAO;  $F = 500$  mm) commun aux deux voies permet finalement de réaliser trois fonctions. Dans la direction spectrale, pour les deux voies, il focalise individuellement chaque faisceau sur le détecteur de telle manière que sa **FWHM**, c'est-à-dire sa largeur à mi-hauteur, soit égale à 2 pixels. Dans la direction spatiale, pour la voie photométrique, il réimage le plan des microlentilles tandis que pour la voie interférométrique il focalise les six faisceaux sur la même zone du détecteur avec une **FWHM** de dimension 123 pixels, soit une anamorphose finale d'environ 62.

### 3.3.2 La caméra sensible à amplification d'électrons

TABLE 3.2 – Caractéristiques de la caméra EMCCD Andor iXon 888.

Paramètre		Valeur
Pixels	Nombre	1024 x 1024
	Taille	13 $\mu\text{m}$
Bruit de lecture		<1 e <sup>-</sup> /pix/frame
Bruit de courant d'obscurité		0.0003 e <sup>-</sup> /pix/sec
Bruit d'injection de charge (CIC)		0.005 e <sup>-</sup> /pix/frame
Bruit de multiplication		1.41
Vitesse de lecture	1024 x 1024	~ 26 Hz
	1024 x 512	~ 50 Hz
Efficacité quantique moyenne		80%
Facteur d'amplification		1 - 1000

SPICA-VIS utilise la caméra EMCCD Andor iXon 888, dont les caractéristiques sont rassemblées dans le Tab. 3.2 et l'efficacité quantique sur la bande spectrale de SPICA-VIS est donnée en Fig. 3.12. Cette caméra est équipée d'un détecteur CCD dont chaque pixel a un étage à multiplication d'électrons. Cet étage est capable de multiplier le moindre électron généré par un pixel du détecteur CCD par un facteur  $M$  de 2 à 1000. Ainsi, lorsque la multiplication est de 1000, le bruit de lecture est inférieur à 1 e<sup>-</sup>/pix. Le bruit de courant d'obscurité est également fortement réduit ( $\sigma_{\text{dark}} < 0.0003$  e<sup>-</sup>/pixel/sec) par le refroidissement de la caméra de -85°. Ce refroidissement est obtenu grâce à une pompe à eau qui permet d'évacuer la chaleur produite par l'électronique de la caméra ainsi qu'une sortie d'aération au-dessus de la table SPICA.

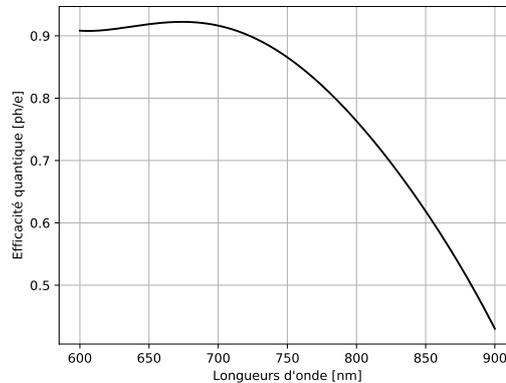


FIGURE 3.12 – Efficacité quantique de la caméra EMCCD Andor iXon 888.

En plus de ces deux sources de bruits classiques des caméras CCD, les caméras à amplification d'électrons connaissent une autre source de bruit : le bruit d'amplification caractérisé par son **Excess Noise Factor (ENF)** estimé à  $\sqrt{2}$  pour la technologie EMCCD. Ce bruit a une distribution de probabilité proche d'une loi de Poisson et se comporte comme le bruit de photons, ne modifiant pas la moyenne du signal mais élargissant sa déviation standard. Il ne limite donc pas la sensibilité de la caméra puisqu'il n'existe pas en l'absence de signal.

Enfin, une dernière source de bruit, négligée dans les caméras CCD sans amplification d'électrons devant le bruit de lecture largement prépondérant, est le **Clock-Induced Charge (CIC)**. Il est lié au transfert des électrons entre les lignes de pixels du détecteur pour leur lecture finale par le registre de lecture CCD. Ce transfert est effectué par un oscillateur électronique possédant une fréquence d'horloge (clock) et une amplitude (tension de voltage). Cet oscillateur crée des électrons supplémentaires dans le puit de potentiel d'un pixel, ce qui les rend indiscernables des photo-électrons, nom donné aux électrons issus de la conversion d'un photon du signal par la photodiode du détecteur. Ils suivent ensuite le

même processus de transfert, d'amplification et de lecture que les photo-électrons et que ceux issus du courant d'obscurité. La nombre d'occurrences de ce phénomène peut être minimisé en réglant finement la fréquence d'horloge et la tension de voltage de l'oscillateur, jusqu'à une certaine limite.

Finalement, dans le cas de l'Andor iXon 888, une caméra dont le bruit de lecture est sub-électron et le courant d'obscurité fortement réduit par la température de  $-85^{\circ}$ , ce qui la rend proche de réaliser du comptage de photons, c'est le CIC qui devient limitant en terme de sensibilité puisque les électrons qu'il génère ne sont pas distinguables de photo-électrons.

### 3.3.3 Pupille d'entrée du système - Microlentilles et géométrie du Vgroove

Pour concevoir un système optique, il est d'abord nécessaire de définir sa pupille d'entrée, à savoir l'étendue et la distribution du champ électromagnétique d'entrée. Comme expliqué en détail dans l'Ann. A.5.2, nous utilisons des microlentilles devant les fibres optiques afin de réduire l'ouverture des champs qui en émergent. C'est dans notre cas nécessaire pour échantillonner convenablement les 15 systèmes de franges sur le détecteur et cela relâche fortement les contraintes de vignettage dans le système. Un gros avantage des fibres optiques est qu'elles rendent possible une multitude de dispositions des sous-pupilles. La disposition des sous-pupilles est le fruit d'un compromis entre la non-redondance des fréquences spatiales des franges d'interférence finales et un encombrement minimal sur le détecteur.

La non redondance de la pupille d'entrée d'un spectro-interféromètre est une problématique de plus en plus critique à mesure que le nombre de sous-pupilles (i.e. de télescopes) augmente. Dans un spectro-interféromètre en plan focal, les franges d'interférences portant l'information de visibilité de chacune des bases de l'interféromètre sont toutes imagées sur la même zone du détecteur. L'extraction des informations interférométriques se fait donc en distinguant les systèmes de franges dans l'espace des fréquences spatiales. Il est aussi possible mais moins efficace de le faire dans l'espace des fréquences temporelles, avec la même contrainte exposée ci-après. Une pupille de spectro-interféromètre est dite totalement non redondante si tous les pics-frange sont bien séparés dans cet espace. La Fig. 3.13 présente trois dispositions de pupilles : une pupille non redondante, une pupille redondante et une pupille intermédiaire sujette à du **recouvrement**. On parle de **recouvrement** (ou *crosstalk* en anglais) lorsque certains pics-frange se superposent partiellement. Cela signifie que deux bases interférométriques partagent en partie les mêmes fréquences spatiales une fois prise en compte la dimension et séparation spatiale des sous-pupilles et la largeur des canaux spectraux de l'instrument. Dans ces exemples, les sous-pupilles sont toutes alignées sur le même axe mais il est aussi possible de configurer la pupille en 2 dimensions pour limiter l'encombrement comme il l'est déjà proposé pour certains spectro-interféromètres (MOURARD et al., 2014). Cela deviendra sans doute nécessaire à mesure que le nombre de sous-pupilles augmentera, mais pour six sous-pupilles, il est encore possible de trouver des dispositions non redondantes sur un unique axe dont l'encombrement reste tolérable par la taille des détecteurs<sup>2</sup>. C'est plus particulièrement vrai dans le visible où les détecteurs possèdent, à performances équivalentes, plus de pixels que dans l'infrarouge. Dans l'infrarouge, les concepteurs de MIRC-X ont par exemple fait le choix d'une pupille non-redondante mais présentant des **recouvrement** (qui disparaissent cependant en configuration à 5 télescopes) afin de réduire l'encombrement sur le détecteur.

Nous avons donc choisi comme pupille d'entrée de SPICA-VIS la disposition en haut à gauche de la Fig. 3.13. Les sorties de fibres sont positionnées sur un Vgroove, une plaque de verre dans laquelle des encoches en forme de "V" sont gravées pour que les fibres y soient collées. Ces encoches sont positionnées tous les 250  $\mu\text{m}$ , période déterminée par les contraintes industrielles. En effet, la majorité des réseaux de microlentilles (MicroLens Array (MLA)) ont une période (un *pitch*) de 250 ou 500  $\mu\text{m}$ . Les fibres optiques ont été collées sur le Vgroove par la société Leukos<sup>3</sup> aux positions que nous leur avons définies. Ces positions et celles des fibres additionnelles utiles à la calibration du spectrographe (cf. Sec. 3.5.2) sont visibles en Fig. 3.14a. En plus de la position des fibres, il est nécessaire de bien définir les microlentilles. Lors de la conception initiale, le choix des microlentilles a été fait au regard de deux critères : limiter le **recouvrement** et maximiser l'énergie collimatée. En m'appuyant sur le travail de MÈGE (2002), il m'a paru optimal de définir une ouverture numérique de microlentilles 1.4 fois

2. En effet, toutes les configurations non redondantes les plus compactes à six sous-pupilles donnent un rapport de 17 entre les fréquences spatiales maximale et minimale. Le critère d'échantillonnage de 3 pixels par franges implique donc d'utiliser au minimum 51 pixels pour échantillonner la totalité de la frange de fréquence minimale et donc plusieurs centaines de pixels pour en échantillonner plusieurs périodes comme c'est nécessaire pour un traitement par Transformée de Fourier Rapide minimisant les biais.

3. <https://www.leukos-laser.com/>

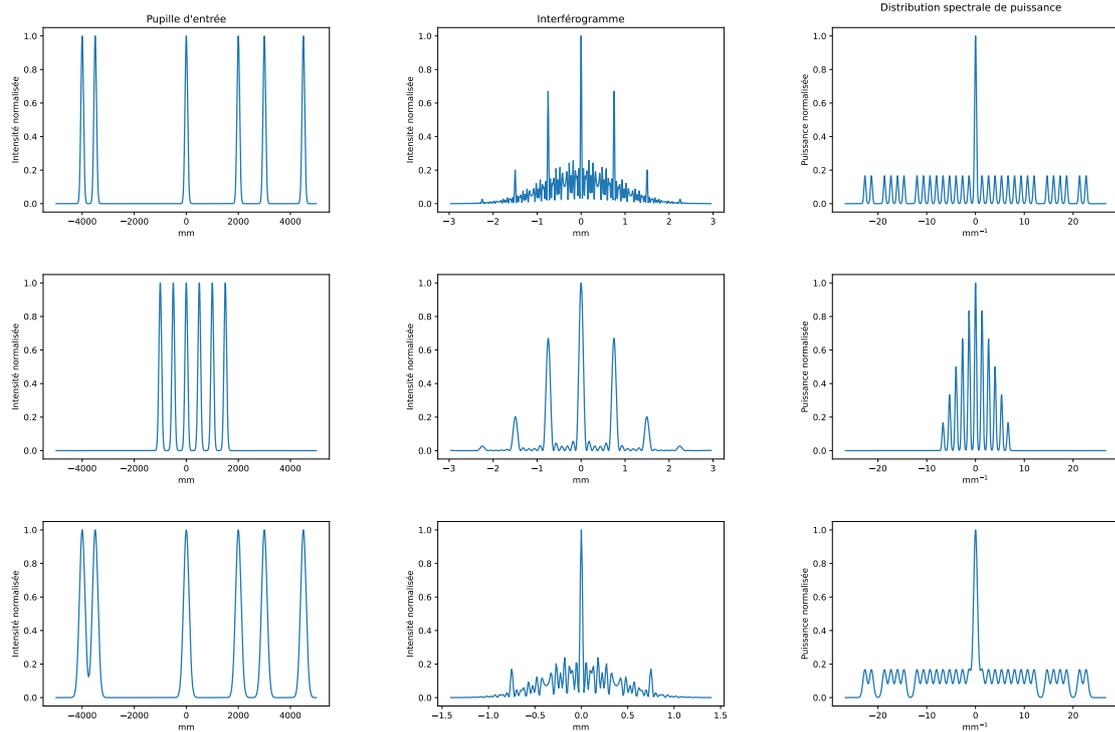


FIGURE 3.13 – Importance de la non redondance des bases interférométriques dans un spectro-interféromètre en plan focal pour l'extraction des visibilités complexes. Sur la première ligne, la pupille non redondante permet de séparer totalement les gaussiennes portant l'information de visibilité de chacune des 15 bases. Aucune autre configuration à six faisceaux n'est plus compacte. On voit sur la seconde ligne un exemple de configuration redondante. La pupille est moins étalée mais les 15 pics-frange attendues se superposent. La troisième ligne est une configuration pour laquelle les positions des sous-pupilles sont non-redondantes car on distingue les 15 fréquences spatiales. Cependant, la dimension des sous-pupilles implique que les pics-frange se mélangent et l'information aussi. C'est une configuration présentant du **recouvrement**.

supérieure à l'ouverture numérique de la fibre (au sens de l'intensité à  $1/e^2$ , cf. Ann. A.5.1). D'après cette référence, cette ouverture encercle plus de 98% de l'énergie émise par la fibre et maximise l'énergie au centre de l'empreinte sur le détecteur. Avec du recul, ce choix a surtout augmenté les contraintes sur la qualité optique nécessaire des microlentilles, comme nous allons le voir dans la Sec. 3.4.2. La limitation du **recouvrement** détermine ensuite la focale de la microlentille. Pour cela, il est important de distinguer deux choses :

- le rapport entre la dimension et la séparation des sous-pupilles, comme expliqué dans la Fig. 3.13,
- la largeur des canaux spectraux de la plus faible résolution spectrale : 5 nm.

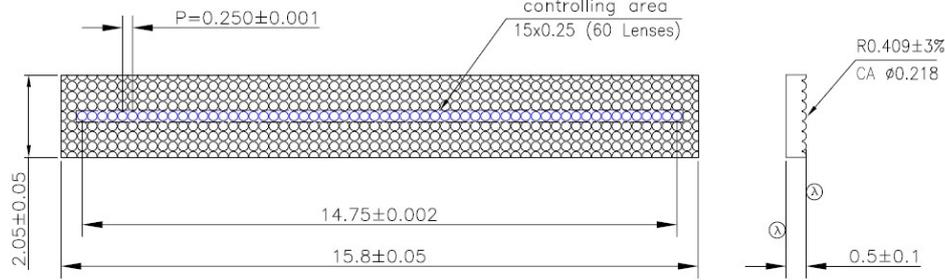
Dans notre système optique, la pupille avant recombinaison des faisceaux est le plan des six microlentilles. En définissant les sous-pupilles par leur diamètre  $D$  fixé à  $1.4\omega_1$  où  $\omega_1$  est le rayon du premier mode gaussien du faisceau dans le plan des microlentilles,  $\lambda_{min}$  et  $\lambda_{max}$  les longueurs d'onde extrêmes d'un canal spectral donné et  $B$  la base interférométrique, le pic-frange portant les informations interférométriques de cette base se répartit sur les fréquences spatiales allant de  $f_{min} = \frac{B+D}{\lambda_{min}F}$  à

$f_{max} = \frac{B-D}{\lambda_{max}F}$ . L'objectif est que la fréquence maximale de ce pic-frange ne soit pas supérieure à la fréquence minimale du pic-frange centré sur la fréquence spatiale supérieure. Cette situation est la plus critique pour les longueurs d'onde courtes ( $\lambda_{min} = 600$  nm et  $\lambda_{max} = 605$  nm donc) et les bases longues ( $B_1 = 8$  mm et  $B_2 = 8.5$  mm donc). Dans ce cas-là, la fréquence spatiale  $f_{min}$  de la base  $B_1$  et la fréquence spatiale  $f_{max}$  de la base  $B_2$  s'égalisent pour  $D \sim 108\mu\text{m}$ . Si le premier mode gaussien ne dépasse pas cette valeur, la non-redondance totale est respectée sur toute la bande spectrale. Le rayon du premier mode gaussien dans le plan de la microlentille de focale  $F$  est à une distance supérieure à la distance de Rayleigh :

$$\omega_1 = \theta_0 F \quad (3.1)$$

01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35
F	F	F	F	F		F			F			F	F	F			F	F	F		F	F					F	F	F	F	F	F	F	F
O	C	C	C	C		O			O			O	M	S			O	O	O		O	O					O	O	O	O	O	O	O	O
P	M	S	S	S		P			P			P	M	S			P	P	P		P	P					P	P	P	P	P	P	P	P
1	1	1	1	1		2			3			2	2	2			4	3	3		3	3					4	4	5	5	6	6	6	6

(a) Arrangement des fibres sur le Vgroove. Les fibres monomodes transportant les signaux stellaires, notées FOP, sont disposées de manière non redondante. Les fibres FCS et FCM sont respectivement des fibres monomodes et multimodes pouvant recevoir le signal de sources "spectrales", des sources internes dont les raies d'émission permettent d'identifier les longueurs d'onde du spectre sur le détecteur afin de définir les lois de dispersion du spectrographe. Le pas entre chaque emplacement est de 250  $\mu\text{m}$ .



(b) Dessin technique des microlentilles installées sur SPICA-VIS. Les symboles  $\lambda$  représentent les surfaces traitées anti-reflet.

FIGURE 3.14 – Disposition des fibres sur le Vgroove et dessin technique du MLA.

où  $\theta_0$  est l'angle de divergence du faisceau gaussien en sortie de fibre correspondant à la limite d'intensité  $1/e^2$ . Au moment du design, les fibres n'étant pas encore arrivées et n'ayant accès qu'au premier mode gaussien à  $\lambda_{600} = 600 \text{ nm}$ , j'ai fait l'hypothèse qu'il était le même pour toutes les longueurs d'onde,

$$\theta_0 = \lambda_{600}/\pi\omega_0 \simeq 0.085 \text{ rad}, \quad (3.2)$$

ce qui donne pour obtenir  $\omega_1 = D/1.4 = 108 \mu\text{m}$ ,  $F \sim 909 \text{ nm}$ . Les microlentilles ont finalement une focale de  $900 \mu\text{m}$  à la longueur d'onde  $750 \text{ nm}$ . Nous les avons fait fabriquer par la société allemande AMUS<sup>4</sup>, dans du verre de silice. Le MLA (Fig. 3.14b) a les dimensions  $10 \times 5 \text{ mm}^2$  et un *pitch* de  $250 \mu\text{m}$ . Chaque microlentille a un diamètre de  $250 \mu\text{m}$ , dont un diamètre utile de  $218 \mu\text{m}$ , un rayon de courbure  $409 \pm 1 \mu\text{m}$ , une épaisseur de  $500 \mu\text{m}$  et les deux faces sont traitées anti-reflet sur la bande spectrale  $600\text{-}900 \text{ nm}$ .

Une fois la pupille d'entrée définie, les objectifs sont de construire le système optique qui permettra :

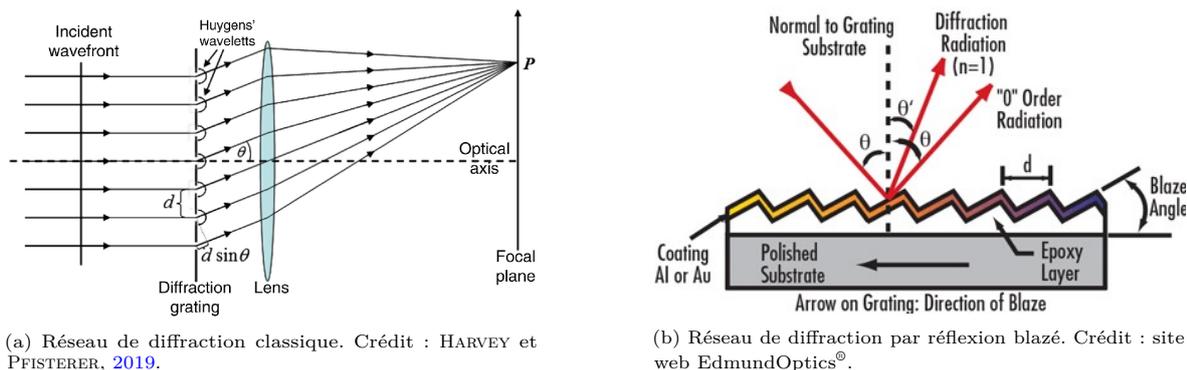
- de disperser ces deux types de signaux selon les trois résolutions spectrales spécifiées,
- de faire interférer les six faisceaux dans un plan focal avec les échantillonnages spécifiés,
- de mesurer les six photométries.

### 3.3.4 Proposer trois résolutions spectrales de 140 à 10000.

Pour disperser la lumière, les deux composants les plus couramment utilisés sont les prismes faits d'un matériau dispersif (BK7, silice, SF6, etc...) ou les réseaux de diffraction consistant en un substrat (miroir, lame de verre, matériau photosensible) sur lequel sont gravés par laser ou imprimés par procédés holographiques des motifs périodiques (généralement dans une seule direction). Ces deux composants ont des propriétés optiques très différentes. Le prisme a une transmission quasiment totale pour les épaisseurs mises en jeu. Il disperse la lumière sur des angles faibles et de manière non linéaire car dépendant de l'indice de réfraction non linéaire du matériau. Le réseau de diffraction a rarement une transmission supérieure à 90% et cette transmission est optimale pour une bande spectrale étroite. Il est en partie caractérisé par son pas  $n$ , c'est-à-dire la fréquence des motifs gravés. En effet, ces motifs périodiques introduisent des différences de marche sur la surface d'onde du champ électromagnétique (Fig. 3.15a), ce qui par interférences modifie la trajectoire du faisceau et disperse la lumière proportionnellement à la longueur d'onde  $\lambda$  et au pas  $n$ , selon la "formule du réseau"

$$\sin i - \sin i'_k = kn\lambda \quad (3.3)$$

4. <https://amus.de/>



(a) Réseau de diffraction classique. Crédit : HARVEY et PFISTERER, 2019.

(b) Réseau de diffraction par réflexion blazé. Crédit : site web EdmundOptics®.

FIGURE 3.15 – Principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction (a) et de sa version blazée (b).

où  $k$  est l'ordre du réseau,  $i$  et  $i'_k$  sont les angles d'incidence et d'émergence à l'ordre  $k$  du faisceau. Grâce à cette loi, il est très facile de connaître la résolution spectrale obtenue sur un faisceau optique homogène de diamètre  $D$  et traversant (ou se reflétant sur) le réseau en incidence normale (LÉNA, 1986) :

$$R = D \cdot n. \quad (3.4)$$

SPICA-VIS doit pouvoir disperser le même faisceau avec une résolution spectrale de 140, 3000 ou 10000 selon le mode d'observation souhaité. Le remplacement d'un réseau par un autre pour passer de  $R = 140$  à  $R = 10000$  nécessite donc que ces réseaux aient un rapport de pas de 70 environ. Les réseaux de diffraction sur catalogue dans le visible peuvent atteindre 1200 traits/mm. En supposant prendre un tel réseau pour la haute résolution spectrale, cela contraint le réseau de la basse résolution spectrale à moins de 20 traits/mm. Le pas le plus petit trouvé pour un réseau dans le visible était 30 traits/mm, dans le catalogue de la société Richardson Gratings<sup>TM</sup> 5. J'ai donc décidé de choisir une solution utilisant un prisme pour la basse résolution spectrale et à réseaux de diffraction pour les moyenne et haute résolutions spectrales.

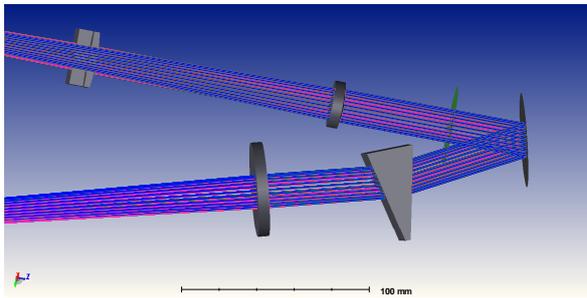
Pour des questions d'encombrement du système, l'instrument est coudé : dans le cas d'une dispersion par les réseaux de diffraction, ces réseaux réalisent à la fois la dispersion et la réflexion des faisceaux, selon le principe de la Fig. 3.15b, et dans le cas d'une dispersion par le prisme un miroir renvoie les faisceaux vers ce prisme situé devant la lentille imageante (Fig. 3.16a). La plupart des réseaux de diffraction sont "blazés" : les interférences ne sont pas générées par des microgravures mais par des micromiroirs ("facettes") orientés dans une direction privilégiant une longueur d'onde à l'ordre 1 pour un angle donné, appelé configuration Littrow<sup>6</sup>. Ainsi le choix des réseaux blazés est issu d'un compromis entre les angles de déviation que l'on peut donner à l'instrument, la bande spectrale sur laquelle on veut maximiser l'efficacité et les résolutions spectrales souhaitées.

La focale du doublet achromatique imageant est  $F = 500$  mm. Ce choix est contraint par l'échantillonnage des franges d'interférence sur le détecteur. Je l'explique dans le paragraphe suivant (3.3.5). La résolution spectrale d'un spectromètre est déterminée par la séparation  $a$  entre deux longueurs d'onde sur le détecteur au sens où la tâche image de chaque longueur d'onde se distingue. Le critère de séparation  $a$  est arbitraire, il est souvent choisi tel que la séparation est égale à la **Full-Width Half Maximum (FWHM)**, car c'est aussi la largeur à mi-hauteur qui est généralement considérée comme élément de résolution de l'image non dispersée sur le détecteur. Nous échantillonnons chaque élément de résolution sur deux pixels, la résolution spectrale est donc finalement l'écart de longueurs d'onde entre deux pixels du détecteur.

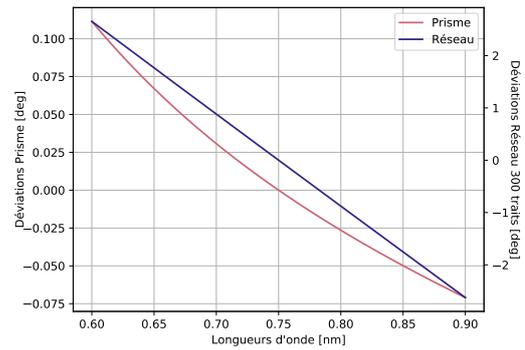
Les voies photométrique et interférométrique étant l'une au dessus de l'autre, le réseau doit avoir une hauteur minimale de 40 mm. Après de nombreuses recherches, un réseau de diffraction de 300 traits/mm (Newport/53009BK01-180R, angle de blaze  $6.5^\circ$  optimisé pour  $\lambda = 760$  nm, surface utile  $64 \times 64$ ) et un

5. <https://www.newport.com/b/richardson-gratings>

6. La configuration Littrow est définie comme la configuration pour laquelle le faisceau incident à la longueur d'onde optimale du blaze est réfléchi exactement dans la direction opposée. Elle donne l'efficacité maximale théorique. Lorsque l'on sort de cette configuration en orientant différemment le réseau, le spectre d'efficacité est translaté et son maximum est réduit.



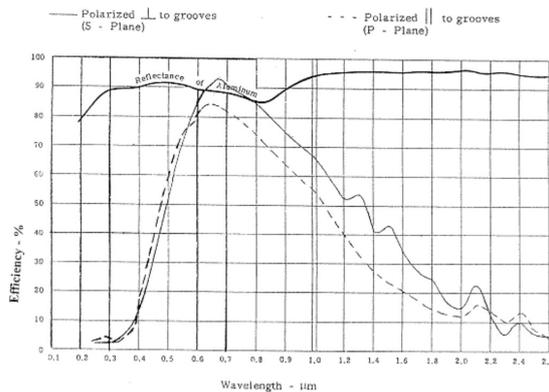
(a) Dessin 3D du prisme de dispersion en N-BK7. Angle entre les deux faces :  $25^\circ$ . Sections :  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ .



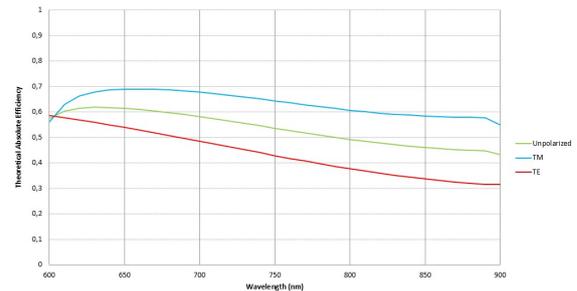
(b) Lois de dispersion théoriques des basse et moyenne résolution spectrales.

FIGURE 3.16 – Caractéristiques du prisme de dispersion utilisé dans SPICA.

de 900 traits/mm (Horiba/51095080, angle de blaze  $19.7^\circ$  optimisé pour  $\lambda = 750 \text{ nm}$ , surface utile  $40 \times 40$ ) ont finalement été choisis. Les efficacités de ces réseaux sont données en Fig. 3.17, à ceci près que les efficacités données pour le réseau à 300 traits est mesurée en configuration Littrow. Les résolutions et bandes spectrales finales de l'instrument sont résumées dans le Tab. 3.3.



(a) Réseau Newport 300 traits/mm blazé pour 750 nm. Les efficacités des deux polarisations sont calculées à la configuration Littrow, elles sont donc plus basse en réalité. De plus, l'efficacité totale est obtenue en multipliant les courbes d'efficacité pure et de réflectance du traitement aluminium.



(b) Réseau de diffraction 900 traits/mm, blazé à 750 nm, plaqué or. A cette efficacité s'ajoute une perte de 8% due à la réflexion sur le traitement or du réseau.

FIGURE 3.17 – Efficacités des réseaux de moyenne et haute résolutions spectrales utilisés dans SPICA-VIS.

Pour ce qui est du prisme, je n'ai pas trouvé en catalogue de prisme à déviation nulle qui facilite le montage. Cependant, la dispersion nécessaire est très faible pour atteindre la résolution spectrale souhaitée, l'angle nécessaire entre les deux faces du prisme est de seulement  $25^\circ$  et introduit un angle de  $20^\circ$  que l'orientation du miroir permet de compenser. En revanche, l'indice de réfraction des verres n'est pas une fonction linéaire de la longueur d'onde et la loi de dispersion ne l'est donc pas non plus contrairement à un réseau de diffraction (Fig. 3.16b). La résolution spectrale varie de manière plus importante que pour le réseau de diffraction. Pour éviter cet effet qui complexifie le traitement des données, une solution à réseau de diffraction a été envisagée quitte à avoir une résolution spectrale plus grande que l'on peut compenser en "binnant" les pixels pour la réduire artificiellement. Cependant, aucun réseau présentant une efficacité supérieure à 60% n'a été trouvé, nous avons donc maintenu la solution à prismes.

La sélection de la résolution spectrale est réalisée par la rotation d'une platine sur laquelle sont montés les trois éléments dispersifs (Fig. 3.18). Un miroir est ajouté en quatrième option pour les procédures d'alignement. Dans le cas des moyenne et haute résolutions spectrales, la précision de rotation de la platine permet, en plus de la sélection entre les modes, d'orienter finement les réseaux

TABLE 3.3 – Résolutions et largeurs de bandes spectrales théoriques pour SPICA-VIS

Mode	Résolution spectrale	Largeur spectrale	Composant	Transmission
LR	120 - 210	entière	Prisme + Miroir	99%
MR	4400	88 nm	Réseau	75%
HR	13100	30 nm	Réseau	50%

de diffraction pour choisir la bande spectrale observée. Cette rotation supplémentaire est suffisamment faible pour ne pas vignetter les faisceaux latéralement au niveau des réseaux et de la lentille imageante CAO. Si cela n'avait pas été le cas, il aurait fallu ajouter un moteur supplémentaire dont l'axe de rotation aurait été vertical, à l'intersection entre le plan du réseau et l'axe optique, solution plus complexe à mettre en œuvre.

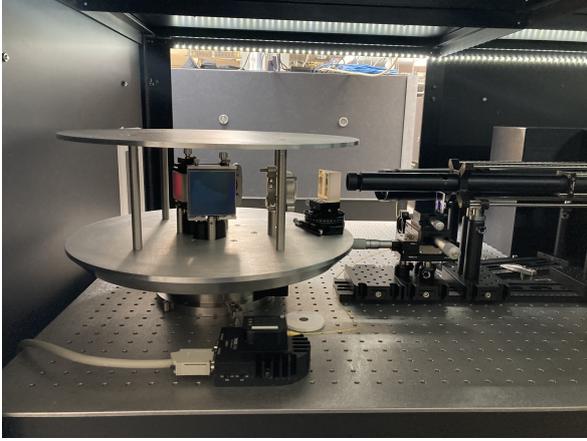


Figure 3.18 – Photographie de la platine de sélection des différents modes de dispersion. Elle est positionnée en mode basse résolution, le miroir reflétant les faisceaux vers le prisme situé entre lui et la chambre de la caméra (tube noir le plus éloigné).

### 3.3.5 La voie interférométrique - Créer, échantillonner et disperser l'interférogramme

La géométrie de la pupille d'entrée et celle du détecteur, dont je note  $p$  la taille des pixels, détermine la focale de la lentille imageante chargée de focaliser les six faisceaux sur le détecteur pour que les interférences s'y produisent. Pour observer les franges d'interférence des 15 paires de faisceaux, il suffit de placer une lentille commune dans le chemin optique des faisceaux parallèles et un détecteur à son foyer. Nous avons choisi d'échantillonner la frange la plus courte de notre bande spectrale optimale, c'est-à-dire celle qui concerne  $\lambda_{650} = 650$  nm et la base la plus longue  $B_{max} = 8.5$  mm, sur 3 pixels du détecteur. Cela contraint la focale de la lentille imageante à :

$$F = \frac{3pB_{max}}{\lambda_{650}} = 510 \text{ mm} \quad (3.5)$$

J'ai donc choisi le doublet achromatique AC508-500-B, de focale 500 mm et diamètre 2", de chez Thorlabs®.

De plus, comme nous l'avons dit plus haut, la pupille d'entrée n'a pas de champ dans la direction verticale. Il n'est donc pas nécessaire de fabriquer une fente intermédiaire qui viendrait filtrer ce champ avant de rentrer dans la partie spectrographe. Ainsi dans la direction des franges d'interférence, les six faisceaux qui émergent des microlentilles ne voient que cette lentille imageante qui les focalise sur le détecteur.

La focale de la lentille imageante détermine également la dimension de l'enveloppe gaussienne de l'interférogramme. Comme il s'agit de faisceaux gaussiens, j'ai utilisé l'outil [Physical Optic Propagation \(POP\)](#) de Zemax pour tracer le profil de l'enveloppe d'un faisceau (Fig. 3.19a). Sur le détecteur, dans le cas d'une collimation parfaite par les microlentilles, 98% de l'énergie s'étale sur 400 pixels dans la direction spatiale à la longueur d'onde 750 nm. Cette dimension correspond à ce que nous souhaitons

et nous n'ajoutons donc pas d'éléments réfractifs supplémentaires dans le chemin optique de cette voie, en ce qui concerne la direction spatiale.

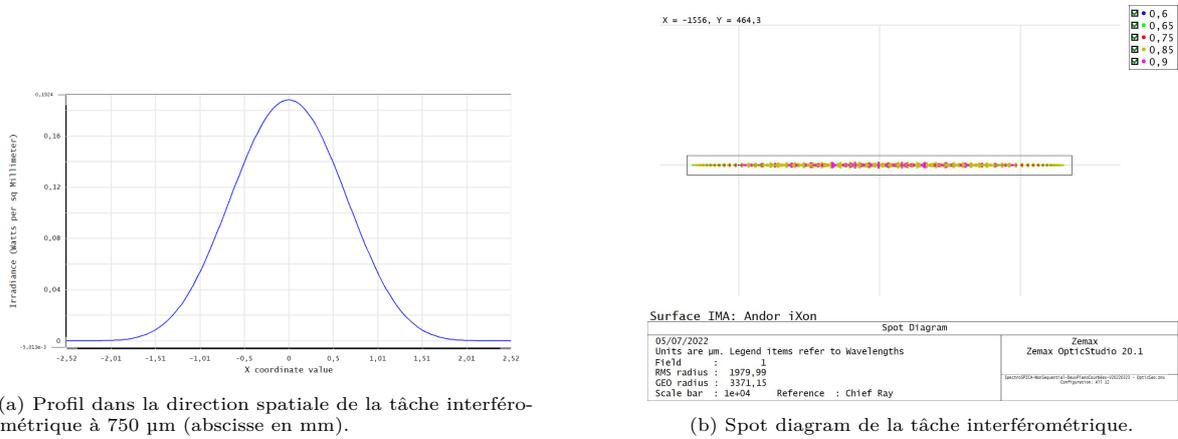


FIGURE 3.19 – Caractéristiques théoriques de l'image de la voie interférométrique.

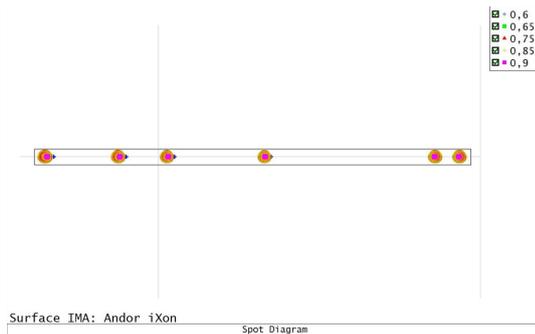
La dispersion de l'interférogramme dans la direction horizontale nécessite en revanche une conjugaison optique différente dans cette direction. La voie interférométrique réalise donc une anamorphose de l'empreinte du faisceau sur le détecteur visible sur le *spot diagram* de la Fig. 3.19b. Pour ce faire, une première lentille cylindrique **First Cylindrical Lens (FCL)** de focale 20 mm (Thorlabs/LJ1328L1-B) dans la direction horizontale réimage les sous-pupilles au foyer d'une seconde lentille cylindrique **Second Cylindrical Lens (SCL)** de focale 400 mm (Thorlabs/LJ1363L1-B) dans la direction horizontale dont le rôle est de collimater le faisceau pour sa dispersion.

### 3.3.6 La voie photométrique - Imager et disperser les photométries

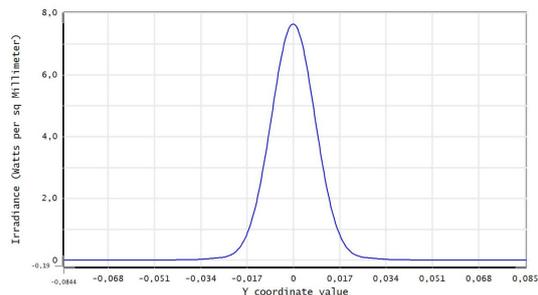
Afin de n'avoir qu'une caméra science, nous souhaitons imager les six photométries sur le même détecteur que l'interférogramme. Pour ce faire, utiliser la même lentille imageante que la voie interférométrique est le plus simple. Un simple tilt global d'une voie par rapport à l'autre permet de positionner convenablement les photométries par rapport à l'interférogramme.

La voie photométrique débute par une réflexion de 12.5% de l'énergie sur une lame séparatrice inclinée à  $30^\circ$  devant le **Vgroove**. Un miroir placé en face du séparateur redirige ensuite les faisceaux avec l'inclinaison appropriée. Les faisceaux entrent alors dans le système de trois lentilles dont le rôle est de réimager chaque sous-pupille sur moins de deux pixels du détecteur et de disperser cette image. Le choix de deux pixels est issu d'un compromis entre la densification de l'énergie sur le détecteur, puisque seule l'information "quantité d'énergie" nous intéresse dans cette voie, et la dimension maximale du faisceau collimaté sans vignettage inversement proportionnelle à la dimension de l'image sur le détecteur.

Une première paire de doublets achromatiques, **First Spherical Lens (FSL)** de focale  $F = 100$  mm (Thorlabs/AC254-100-B) et **Second Spherical Lens (SSL)** de focale  $F = 15$  mm (Thorlabs/AC064-015-B), réimage la pupille d'entrée dans un plan intermédiaire avec le grandissement  $\sim 1/7$ . Elles sont placées en configuration afocale, pour que les faisceaux restent parallèles entre eux dans la direction spatiale et ne vignettent donc pas dans le troisième doublet achromatique. Ce dernier, **Third Spherical Lens (TSL)**, de focale  $F = 500$  mm (Thorlabs/AC254-500-B), collimate cette image intermédiaire en vue de la dispersion par les éléments dispersifs. Le *spot diagram* et profil des six photométries attendues sur le détecteur sont affichés en Fig. 3.20.



(a) Spot diagram des six images photométriques. Le rectangle fait  $4 \times 100$  pixels de côtés. Le chromatisme de la focalisation des spots, de l'ordre de deux pixels entre 600 et 900 nm peut être calibré.



(b) Profil d'une tâche photométrique à  $750 \mu\text{m}$  (abscisse en mm).

FIGURE 3.20 – Caractéristiques de l'image de la voie photométrique.

## 3.4 Intégration de SPICA-VIS en laboratoire

### 3.4.1 Procédure d'alignement du spectro-interféromètre de SPICA-VIS

Je présente ici la procédure d'alignement du recombineur de SPICA-VIS. On place d'abord le [Vgroove](#) et le [MLA](#), la platine avec toutes ses optiques et la caméra avec son objectif déjà réglé sur l'infini. Les lentilles cylindriques, les trois lentilles de la voie photométrique, et la séparatrice sont pour le moment absentes. Dans ce qui suit, X est la direction de dispersion, horizontale, Y est la direction de recombinaison, verticale, et Z est l'axe optique.

1. Placer la platine dans la position miroir. Il n'y a donc pas de dispersion.
2. Orienter en tip-tilt le bloc [Vgroove+MLA](#) pour que les faisceaux soient au bon endroit sur le miroir, en tenant compte du fait qu'il n'y a pas encore de beamsplitter (faisceau un peu plus haut). Prévoir une mire adéquate sur le miroir.
3. Orienter le miroir de la platine manuellement pour avoir les 6 images (confondues) au bon endroit sur le capteur.
4. Placer une lentille de focale environ 600 mm devant le miroir de façon à imager les microlentilles. Régler l'orientation du bloc [Vgroove+MLA](#) de façon à avoir les 6 sorties éclairées alignées avec les pixels.
5. Ajouter le beamsplitter et le petit miroir de renvoi de la voie photométrique. Les régler en tip-tilt de façon à avoir les faisceaux au bon endroit sur le miroir en s'aidant d'une mire. Veiller à ce que les 6 faisceaux soient assez bien centrés sur le petit miroir de la voie photométrique.
6. Mettre en place l'iris de la voie photométrique à sa position nominale, ainsi que les deux petites lentilles, [FSL](#) et [SSL](#). Fermer l'iris et ajuster longitudinalement la première lentille pour avoir le spot le plus fin possible sur l'iris. Ouvrir l'iris et ajuster la seconde lentille en X, Y, et Z : on doit éclairer presque jusqu'au bord le tube de la voie photométrique.
7. Ajuster le périscope (beamsplitter + miroir de renvoi) de façon à bien passer par le centre de l'iris, et à sortir bien droit de la petite lunette. Itérer en 6.
8. Mettre en place la [TSL](#) et l'ajuster en XYZ pour que les 6 images photométriques soient au bon endroit sur le détecteur. À ce stade, on peut vérifier et affiner l'orientation du bloc [Vgroove+MLA](#) autour de l'axe optique.
9. On veut que la [FCL](#) produise une image des [MLA](#) (dans une direction) dans un plan déterminé (fente du spectrographe). On prévoit un masque qui matérialise la fente. Celui-ci doit être réglé bien centré sur les faisceaux.
10. Les 2 lentilles cylindriques sont prévues amovibles sur des pieds aimantés, et ajustables en X, Z, et en rotation autour de Z. La [SCL](#) peut aussi être remplacée par un doublet achromatique standard de même focale.

(a) Placer le doublet achromatique : on doit voir sur la caméra une image nette du masque.

- (b) Placer la **FCL** : on doit voir deux lignes horizontales nettes correspondant aux limites bas et haut des microlentilles centrées dans le masque. Cela est dû au fait que la lentille cylindrique réimage les microlentilles dans la direction verticale tandis que dans la direction horizontale, l'image est le résultat de la diffraction des microlentilles jusqu'à ce plan. Régler correctement la cylindrique.
  - (c) Remplacer le doublet achromatique par la **SCL** et la régler de façon à avoir les images anamorphosées (qui sont superposées) nettes et bien positionnées sur la caméra.
11. Tourner la platine en position **MR**. Orienter le réseau de façon à avoir le spectre bien positionné et orienté sur le détecteur (3 angles).
  12. Faire de même avec les positions **HR** puis **LR**.

L'instrument SPICA-VIS final est visible en Fig. 3.21.

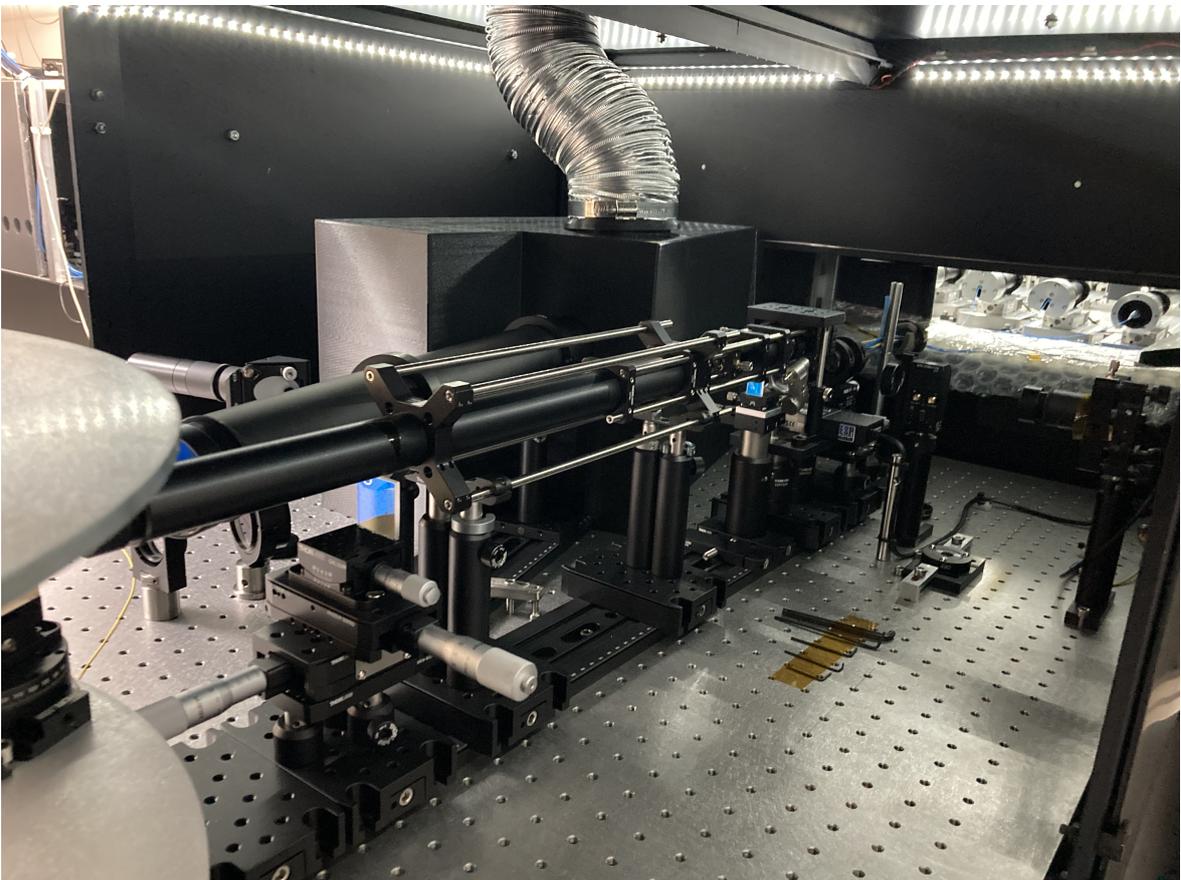


FIGURE 3.21 – Spectro-interféromètre de SPICA-VIS. Les fibres optiques arrivent du fond de l'image (couleurs bleues et jaunes). On remarque les deux lentilles cylindriques grâce aux réflexions bleutées de la lumière environnante sur leurs faces traitées anti-reflet. Pour le moment, la lentille cylindrique d'origine n'est pas remplacée par le doublet achromatique (Sec. 3.4.3). La voie photométrique est dans le tube au-dessus des lentilles cylindriques. Au premier plan à gauche, la platine de rotation métallique supporte les éléments de dispersion qui renvoient les faisceaux à travers la lentille imageante vers la caméra située en arrière plan au centre de l'image dans une boîte noire évitant que les flux d'air de refroidissement ne traversent le chemin optique de l'instrument.

J'affiche en Fig. 3.22 la disposition de l'interférogramme et des photométries en basse résolution telle qu'obtenues sur le détecteur. Les six photométries sont bien séparées sur le détecteur, les deux plus proches étant séparées de plus de 5 pixels, soit 3 **FWHM** à 750 nm, et occupe au total 102 pixels. Cependant, nous avons noté quelques défauts de l'image auxquels il a fallu trouver des solutions. C'est l'objet des deux prochaines sous-sections 3.4.2 et 3.4.3.

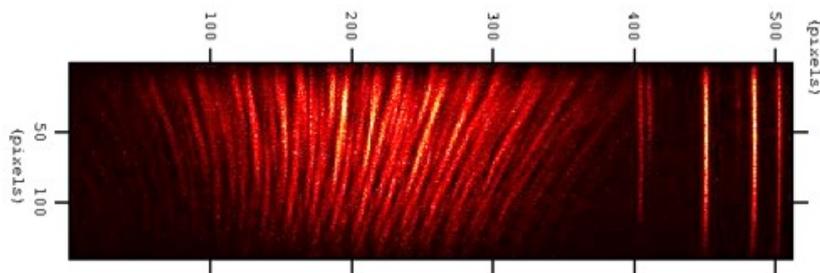


FIGURE 3.22 – Répartition des voies photométrique et interférométrique sur le détecteur. Les six photométries sont l'image réduite du plan des microlentilles, ce qui, dispersé dans la direction verticale, donne les six traits verticaux à droite du détecteur. Les six faisceaux cohérents provenant de la voie interférométriques sont focalisées pour s'étaler sur environ 400 pixels dans la direction horizontale. Le chromatisme de la diffraction et des fréquences spatiales est responsable de la courbure et de l'élargissement de l'interférogramme et de sa période vers le haut du détecteur.

### 3.4.2 Alignement des microlentilles devant les fibres optiques

#### Pollution des voies photométriques, vignettage et mauvaise superposition des tâches interférométriques.

Le collage du [MLA](#) devant le [Vgroove](#) a été fait au laboratoire par Julien Dejonghe grâce au montage visible en Fig. 3.23. Une source laser alimente une première fibre qui éclaire une microlentille. En jouant sur les différents degrés de liberté permis par le montage (tip/tilt, translations x/y/z), la collimation est optimisée avec comme critère l'obtention d'un nul et la minimisation des "aigrettes" de diffraction. L'obtention du nul signifie que la fonction en sortie n'est en réalité pas une vraie gaussienne mais se rapproche d'une fonction d'Airy. Les microlentilles coupent donc plus d'énergie qu'attendu. Avant le collage, une dernière vérification grossière a été faite sur l'alignement des faisceaux entre eux mais je ne mesurais pas à ce moment l'importance de ce dernier critère.

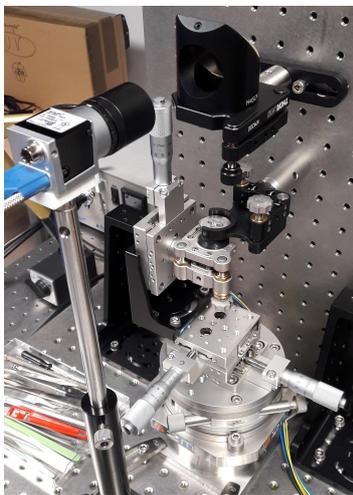
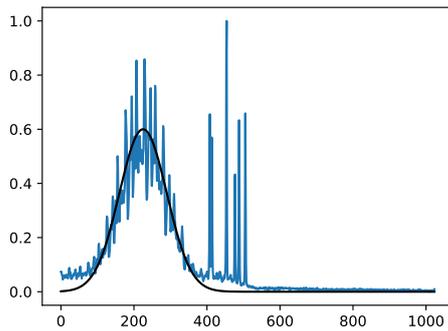


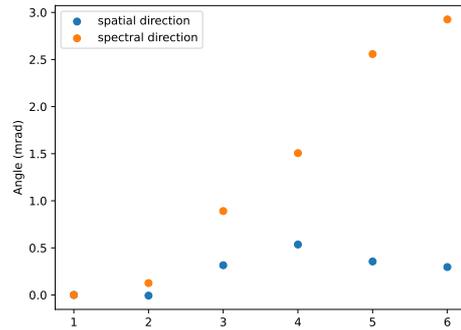
FIGURE 3.23 – Montage ayant permis le collage des microlentilles devant le [Vgroove](#). Le [MLA](#) est placé à l'horizontal et est accroché à une monture permettant les réglages tip/tilt tandis que le [Vgroove](#) est incrusté dans un tube Thorlabs noir lui-même solidaire d'une monture permettant le réglage des translations x/y/z. Un miroir à 45° en haut reflète les faisceaux vers une caméra permettant de vérifier la qualité de la collimation.

Lors de l'intégration de SPICA-VIS, nous avons rapidement constaté deux choses :

- l'enveloppe dans laquelle les franges interférométriques sont modulées n'est pas une gaussienne parfaite : une partie non négligeable de l'énergie est répartie dans des "pieds" qui empiètent sur la zone des photométries sur le détecteur (cf. Fig. 3.24a). Ces pieds atteignent jusqu'à 3% de l'intensité maximale de l'empreinte interférométrique.



(a) Profil d'une image obtenue en laboratoire avec les six faisceaux injectés. L'enveloppe des franges d'interférence est ni une gaussienne ni une fonction d'Airy mais possède des pieds qui empiètent sur les six photométries, dégradant leur mesure.



(b) Inclinaison des faisceaux relativement au faisceau 1 dans les directions X et Y après collimation par les microlentilles. La tendance linéaire suggère un tilt global du MLA par rapport au **Vgroove**, mais nous n'avons pas la certitude.

FIGURE 3.24 – Pollution des photométries par la voie interférométrique et divergence des faisceaux.

- certains faisceaux ont une forte inclinaison par rapport à l'axe optique (cf. Fig. 3.24b) menant à deux conséquences :
  - ils subissent un vignettage non négligeable par la mécanique dans le montage,
  - les faisceaux provenant de la voie interférométrique ne se superposent pas parfaitement sur le détecteur, avec le facteur de perte photométrique que cela implique.

Nous avons donc essayé de comprendre si ces deux points pouvaient être améliorés.

## Ouverture numérique des fibres optiques

Pour cela, j'ai commencé par mesurer l'ouverture numérique réelle des fibres optiques sur un second jeu identique de fibres. La mesure consiste à modéliser une gaussienne sur l'empreinte des faisceaux sur un détecteur disposé à deux positions différentes sur l'axe optique, comme schématisé en Fig. 3.25. Les résultats sont donnés en Tab. 3.4. Les longueurs d'onde ont été sélectionnées avec des filtres de largeur 50 nm. L'ouverture réelle est entre 7 et 20% inférieure à l'hypothèse de départ, ce qui a pour conséquences d'augmenter la diffraction du faisceau en sortie de microlentille (le premier mode gaussien étant plus petit) et donc d'augmenter la taille du faisceau dans le chemin optique, réduisant les marges de vignettage. En revanche, cela n'a pas de conséquence négative sur les pieds de gaussienne par rapport à la modélisation initiale puisque le rapport d'ouverture entre les microlentilles et le faisceau est donc plus grand.

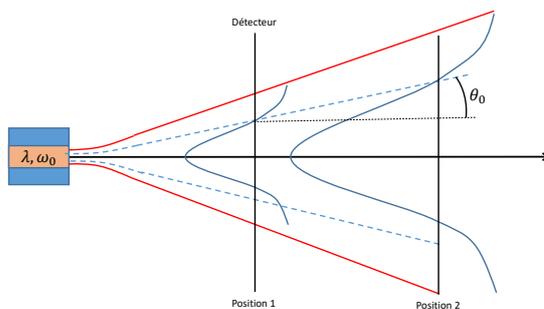
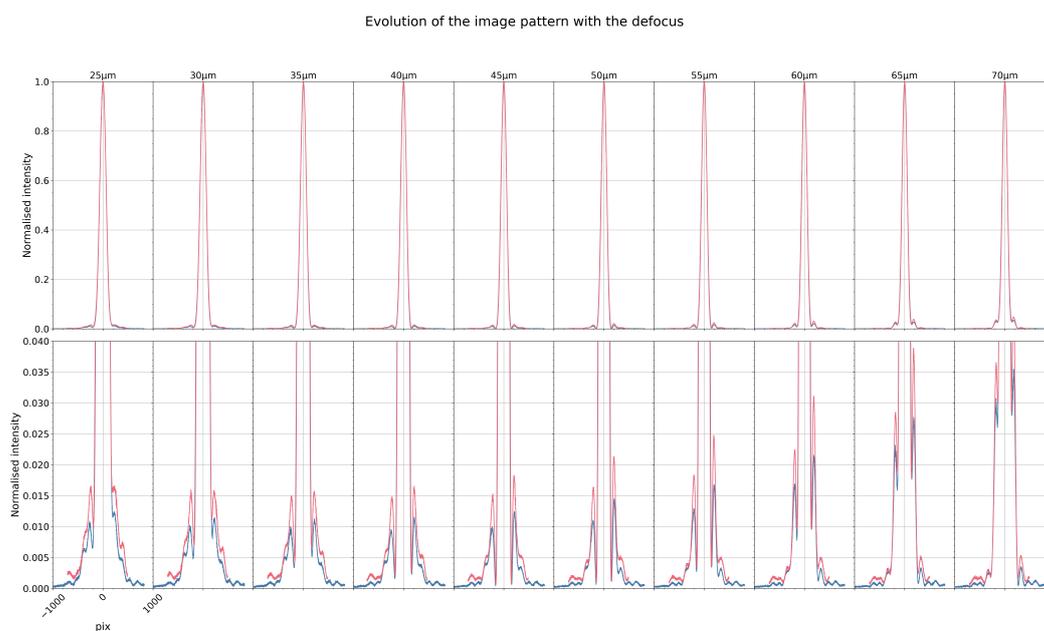


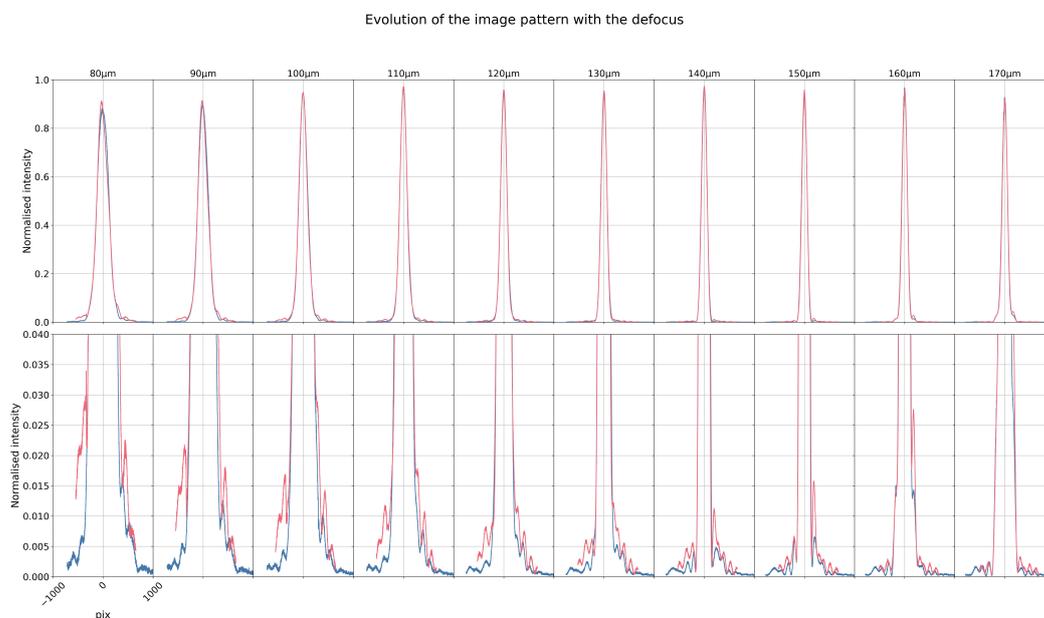
Figure 3.25 – Schéma de principe de la mesure de l'ouverture numérique réelle d'une fibre optique.

TABLE 3.4 – Ouverture numérique  $\theta_0$  des fibres optiques.

Longueur d'onde	Direction X	Direction Y	Moyenne
600	0.078	0.080	0.079
725	0.074	0.077	0.0755
825	0.065	0.071	0.068



(a) Microlentilles dans le sens "conventionnel", minimisant les sphériques.



(b) Microlentilles dans le sens qui maximise les aberrations sphériques.

FIGURE 3.26 – Évolution de la forme de l’empreinte du faisceau collimaté par une microlentille en fonction du réglage focal. Le sens qui maximise les aberrations sphériques, c’est-à-dire pour lequel la face plane de la microlentille est du côté du faisceau le moins divergent, est celui qui permet de réduire au maximum les pieds de gaussienne.

## Minimisation des pieds de la tâche interférométrique

L'explication concernant les pieds de gaussienne doit donc être trouvée ailleurs. Sur un banc annexe, avec un second jeu de fibres optiques et un second **MLA**, tous deux identiques à celui équipant l'instrument, j'ai étudié l'impact d'un mauvais alignement sur la forme des faisceaux et tenté de réduire les pieds de l'empreinte du faisceau sur le détecteur. J'ai d'abord fait cela pour une seule microlentille devant sa fibre. J'ai réglé au mieux l'alignement latéral de la microlentille puis fait le meilleur focus "à l'oeil" en minimisant la taille de l'empreinte sur la caméra. J'ai ensuite déplacé la microlentille par pas de  $10\ \mu\text{m}$  le long de l'axe optique autour de cette meilleure position. Les résultats sont affichés en Fig. 3.26. Je suis parvenu à réduire les pieds jusqu'à 0.5% dans la direction spatiale (la direction la plus critique car celle de l'alignement des fibres et donc des photométries sur le détecteur) en réglant la position à  $10\ \mu\text{m}$  près et en inversant le sens du **MLA** pour le mettre dans le sens qui normalement maximise les aberrations sphériques. J'ai superposé en Fig. 3.27 les distributions d'intensité obtenues avec la lentille orientée dans les deux sens possibles ainsi que la distribution se rapprochant le plus de ce que j'obtiens sur le banc SPICA-VIS.

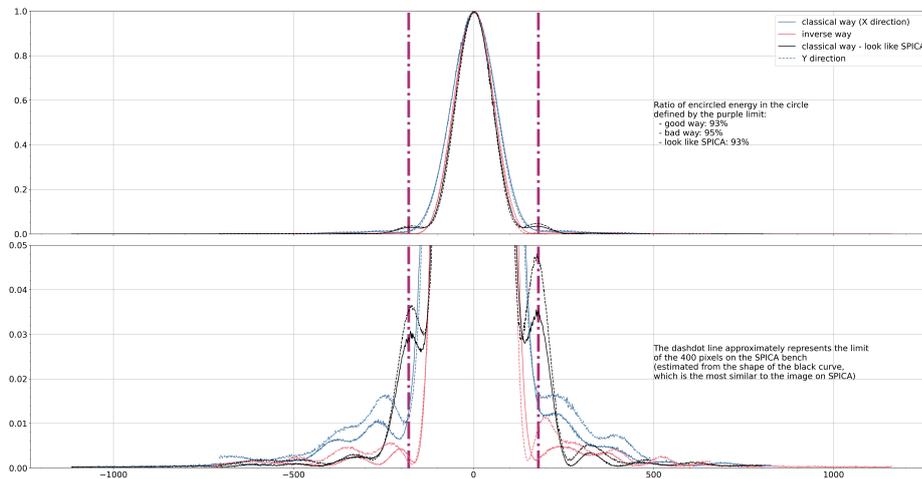
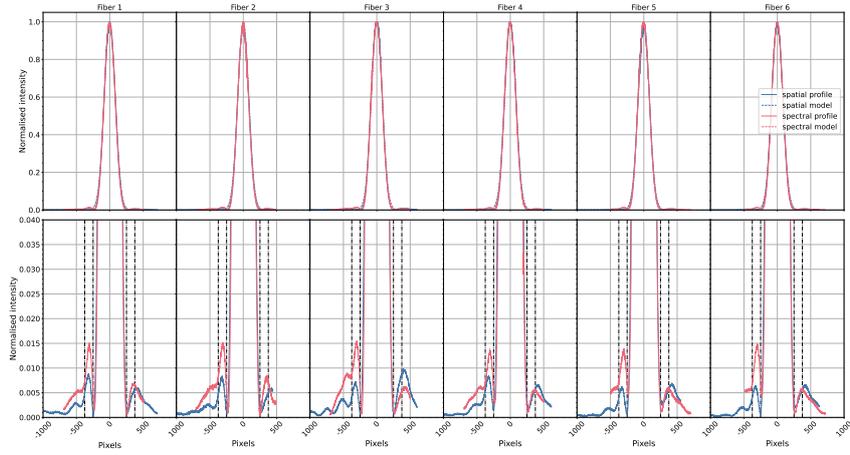


FIGURE 3.27 – Comparaison des meilleures empreintes obtenues.

On voit que la microlentille placée en sens inverse donne la répartition la plus piquée. Pour tenter de comprendre cela, j'ai utilisé l'outil **POP** du logiciel Zemax sur un système très simple consistant en une sortie de fibre, la microlentille réelle, une lentille parfaite située à 1 m de distance et un détecteur placé au foyer de cette lentille. L'outil **POP** utilise les transformées de Fourier pour propager le champ électromagnétique de surfaces en surfaces, il permet donc de calculer la distribution d'intensité sur le détecteur. Ces simulations n'ont malheureusement pas permis de mettre en évidence la raison de la meilleure répartition de l'énergie dans le cas où les microlentilles sont dans leur sens inverse.

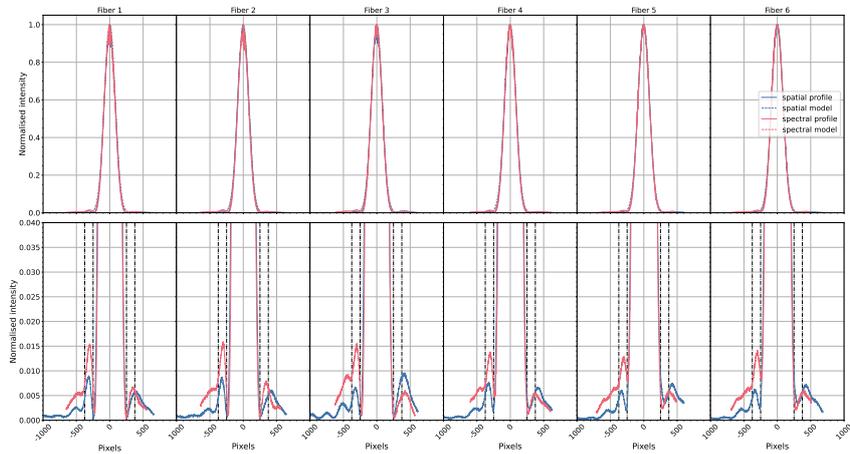
J'ai donc prouvé par cette expérience qu'il était possible d'obtenir avec le **MLA** d'origine une tâche interférométrique sans étalement sur la zone des photométries supérieure à 0.5%, au moins pour un des six faisceaux. Les Fig. 3.26a et Fig. 3.26b semblent indiquer que l'origine des pieds observés est un mauvais réglage de la distance **Vgroove-MLA**. Nous les avons donc réalignées en vérifiant cette fois la forme de la tâche image des six faisceaux grâce à un programme informatique traitant les images efficacement. En effet, les itérations sont nombreuses pour parvenir, en plus du défocus, au bon alignement du **MLA** avec le **Vgroove** de sorte que chaque fibre soit dans l'axe de chaque microlentille. Ce nouvel alignement a permis d'arriver au résultat affiché en Fig. 3.28a qui minimise les pieds de la tâche en dessous de 1% pour les six faisceaux dans la direction spatiale.

Diffraction pattern of the six beams after collimation with the microlens array



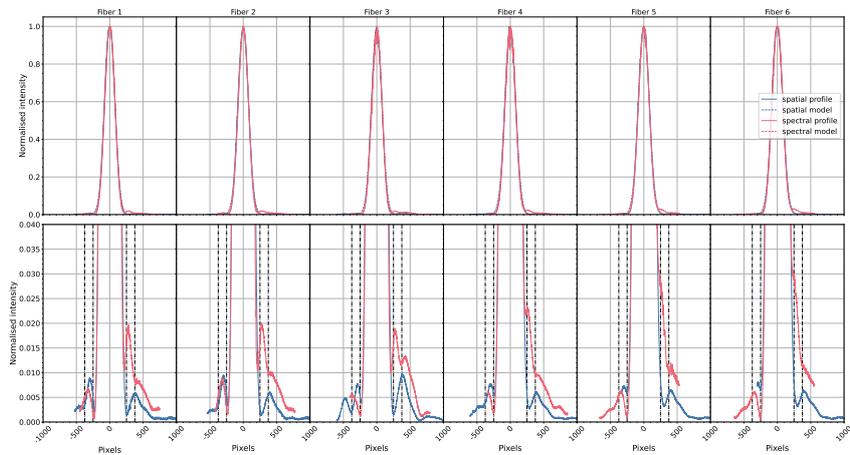
(a) Avant collage

Diffraction pattern of the six beams after collimation with the microlens array



(b) Après collage

Diffraction pattern of the six beams after collimation with the microlens array



(c) 3 semaines après collage

FIGURE 3.28 – Profils X et Y des tâches images des six faisceaux obtenus lors de trois étapes du collage du nouveau jeu de **MLA+Vgroove**. Longueur d'onde :  $\lambda = 750$  nm.

## Collage d'un nouveau jeu MLA+Vgroove

Une fois ce réglage fait, nous avons collé le **MLA** au **Vgroove**. La colle utilisée sèche en présence d'un rayonnement UV. Après avoir appliqué quelques points de colle aux interfaces entre le **MLA** et le **Vgroove**, nous avons donc éclairé une dizaine de minutes les zones de collage. Les Fig. 3.28b et 3.28c présentent l'évolution de ces tâches respectivement une heure et trois semaines après ce collage. La forme des tâches trois semaines après collage indique que le **MLA** a bougé par rapport au **Vgroove**, signifiant que le séchage de la colle n'était pas terminé lorsque l'on a arrêté le rayonnement UV artificiel. En particulier, bien que dans la direction spatiale les pieds soient restés inférieur à 1%, ils atteignent 3% dans la direction spectrale. Mais surtout, le déplacement du **MLA** devant le **Vgroove** a eu pour conséquence d'incliner les faisceaux de plusieurs milliradians dans les deux directions (Fig. 3.29). Malheureusement, cette inclinaison était alors supérieure à celle du **MLA** installé sur le spectrographe, ce qui amenait à un vignettage trop important pour que nous envisagions d'installer ce nouveau jeu.

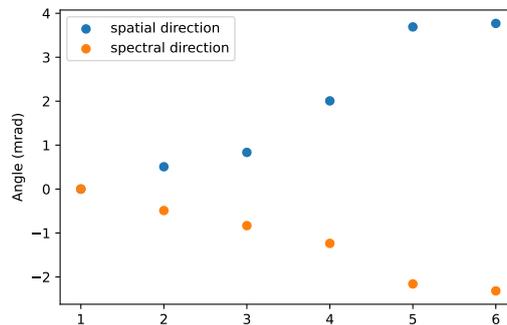


FIGURE 3.29 – Inclinaison des faisceaux relativement au faisceau 1 dans les directions X et Y pour le nouveau jeu de **MLA+Vgroove** trois semaines après collage.

Le collage des microlentilles devant des fibres optiques pose la difficulté du dérèglement des positions relatives lors du séchage de la colle. En effet, le séchage de la colle applique des forces suffisamment importantes pour se libérer de la position imposée par les vis de réglage. Pour remédier à cela, il y a deux solutions. La première solution consiste à utiliser des platines de réglage plus puissantes et de surveiller le dérèglement au cours du séchage afin d'agir dans la direction opposée à la tension appliquée par la colle pour maintenir la bonne position. Il faut aussi s'assurer que lorsqu'on arrête cette surveillance, la colle a bien terminé de sécher totalement et ne va pas continuer à travailler avec les rayons UV de l'environnement naturel. Pour cela, on peut augmenter une dernière fois l'éclairage UV tout en vérifiant qu'aucun dérèglement n'ait lieu. La seconde solution consiste à ne pas coller le **MLA** sur le **Vgroove**. Cependant dans ce cas, leur position relative risque d'évoluer avec la dilatation des différents éléments du montage mécanique sur lequel ils sont indépendamment fixés.

Cette expérience de collage a montré que le bon tirage optique entre le **MLA** et le **Vgroove** est facilement atteignable et que la contrainte principale est en réalité sur la stabilité de l'alignement des fibres optiques dans l'axe des microlentilles car on observe très rapidement des inclinaisons relatives des faisceaux importants lié à la dérive après collage. Nous avons donc envisagé de réaliser des nouvelles microlentilles avec une focale plus longue afin de réduire cette contrainte. J'ai donc réalisé une étude de tolérancement à l'aide de Zemax en déplaçant des microlentilles de focales plus longues devant le **Vgroove** pour observer les conséquences indésirables sur la qualité du système optique.

## Tolérancement de l'alignement du MLA devant le Vgroove

- Les conséquences du mauvais alignement du **MLA** par rapport au **Vgroove** sont de deux types :
- vignettage au niveau des **TSL** et **SCL** diminuant la qualité optique et la transmission du système.
  - mauvaise superposition des tâches interférométriques sur le détecteur réduisant la visibilité instrumentale du système.

Avec le recul, nous avons aussi compris qu'il était inutile d'imposer au **MLA** un diamètre aussi étroit et que cela ne pouvait qu'augmenter le risque de créer des effets de diffraction supplémentaire. En

effet, j'avais choisi ce diamètre en faisant une analogie maladroite entre les résultats obtenu par MÈGE (2002) dans le plan d'une pupille de dimension macroscopique (plusieurs millimètres de diamètre) et le contexte de mes microlentilles dont les dimensions micrométriques rendent prépondérants les défauts d'usinage aux limites de la pupille devant le gain relatif apporté par un diamètre plus faible (Sec. 3.3.3). Les microlentilles simulées l'ont donc été avec une plus grande ouverture numérique que les microlentilles originales. Le recouvrement introduit par l'agrandissement des focales a été estimé en même temps pour pouvoir choisir un compromis.

Le diamètre des microlentilles envisagées est fixé à  $\varnothing = 450 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire proche de la valeur maximale permise par les fabricants de microlentilles étant donné le *pitch* de  $500 \mu\text{m}$ . Je compare la microlentille plano-convexe originale ( $F = 900 \mu\text{m}$ ,  $NA = 0.121$ ) avec trois autres microlentilles plano-convexes ayant des focales  $F = 950 \mu\text{m}$ ,  $F = 1200 \mu\text{m}$  et  $F = 1400 \mu\text{m}$  ce qui correspond respectivement à des ouvertures numériques 0.24, 0.19 et 0.16.

Pour cette étude de tolérancement, j'ai repris directement le fichier Zemax du spectro-interféromètre en entier et ajouté des surfaces ("Coordinate Break") autour des microlentilles qui me permettent de jouer sur les différentes translations et tilts de celles-ci (Fig. 3.30). Les paramètres des trois lentilles simulées sont donnés en Tab. 3.5.

Surface Type	Comment	Radius	Thickness	Material	Decenter X	Decenter Y	Tilt About X	Tilt About Y	Tilt About Z
0 OBJECT	Standard ▾	Fibre NA=0,120	Infinity	0,000					
1	User Defined ▾	us_gskew	Infinity	0,000	2,250E-03	0,000			
2	Standard ▾	Dummy 1: Beam launch	Infinity	0,546					
3	Coordinate Break ▾	Tolérancement Alignment plens		0,000	1,000E-03	0,000	0,000	0,000	0,000
4 STOP (aper)	Standard ▾		Infinity	0,500					
5 (aper)	Standard ▾	Microlens	-0,409	0,000					
6	Coordinate Break ▾			0,000	-4,000	0,000	0,000	0,000	0,000

FIGURE 3.30 – Définition des surfaces pour la microlentille originale de  $900 \mu\text{m}$  ayant permis le tolérancement de son alignement devant le *Vgroove*. Ici, un décentrage de  $1 \mu\text{m}$  a été ajouté dans la direction X.

TABLE 3.5 – Paramètres des microlentilles simulées. L'unité de distance est le millimètre. Le tirage est la distance entre la fibre et la première surface du *MLA*.

Distance focale	Rayon de courbure	Épaisseur	Tirage	Ouverture numérique
900	409	0.500	0.590	0.24
1200	546	0.500	0.869	0.19
1400	636	0.500	1.064	0.16

Tout d'abord, je remarque que, à moins de donner des valeurs de plusieurs degrés, bien au-delà de notre précision de réglage, le tilt des microlentilles a un impact négligeable sur la forme des tâches et sur la trajectoire des faisceaux individuels.

En ce qui concerne les translations, l'impact du désalignement de chaque microlentille est rassemblé dans le Tab. 3.6. Tous les critères choisis dans le tableau ne sont pas stricts mais sont issus d'itérations au cours du tolérancement. J'ai donc choisi pour la perte de flux et pour la perte de contraste une tolérance de 1%. S'il n'était pas possible de respecter l'un d'eux avec la précision atteignable en laboratoire, j'aurais affiché des critères moins stricts.

**Translation dans la direction spectrale.** Dans cette direction, le décalage des photométries n'a aucun impact sur la qualité des mesures. Cela ne fait que décaler le spectre, sans mélanger d'information avec une autre photométrie, ce qui est calibrable. Le décalage relatif des voies interférométriques en revanche est contraignant. Deux faisceaux de même longueur d'onde, pour interférer, doivent se superposer au mieux sur le détecteur. Étant donné la *FWHM* de 2 pixels des images interférométriques dans cette direction, le décalage de 2 dixièmes de pixels implique une perte de 1% de visibilité instrumentale (Fig. 3.31). C'est donc à ce décalage que correspondent les valeurs du tableau.

**Translation dans la direction spatiale.** Dans cette direction, nous voulons éviter que les deux photométries les plus proches se mélangent. Leurs centres sont distants d'environ 3 *FWHM* mais

TABLE 3.6 – Impact du désalignement du MLA devant le Vgroove sur la transmission et le contraste des franges.  
 Lecture : Pour la microlentille de focale 900  $\mu\text{m}$ , le vignettage lors d'un alignement parfait est de 0.2% et le recouvrement nul (voir Fig. 3.32). Un vignettage de 1% sur un des faisceau est obtenu dans la voie photométrique pour un désalignement de 0.7 ou 1  $\mu\text{m}$  dans les axes X et Y. Un décalage de 0.3  $\mu\text{m}$  d'une microlentille dans la direction X implique un décalage de la tâche interférométrique sur le détecteur égal à un dixième de la **FWHM**, signifiant une perte de contraste de 1%.

Focale microlentille	900		1200		1400	
Vignettage absolu	0,2%		0,2%		0,2%	
Recouvrement	nul		faible		fort	
Translation ( $\mu\text{m}$ )	X	Y	X	Y	X	Y
<b>Vignettage moyen supplémentaire de 1% sur un des 6 faisceaux</b>						
Photométrie	0.7	1	1	1	1.2	1.5
Interférométrie	1.5	2.8	1.2	3.5	2.5	5
<b>Décalages sur le détecteur</b>						
Photométrie : Écart= <b>FWHM</b> /2 (X)	0.5	X	3	X	3	X
Interférométrie : Perte contraste = 1% (Écart = <b>FWHM</b> /10)	0.3	0.5	0.4	0.6	0.5	0.6

le chromatisme dans la voie photométrique rend la tâche image à la longueur d'onde 600 nm 1.5 à 2 fois plus étalée, je choisis donc de limiter leur décalage à 1/2 **FWHM**. Concernant les tâches interférométriques, le même critère que dans la direction spectrale sur la perte de contraste de maximum 1% nous amène à limiter le décalage à 170  $\mu\text{m}$  environ, soit  $\sim 13$  pixels.

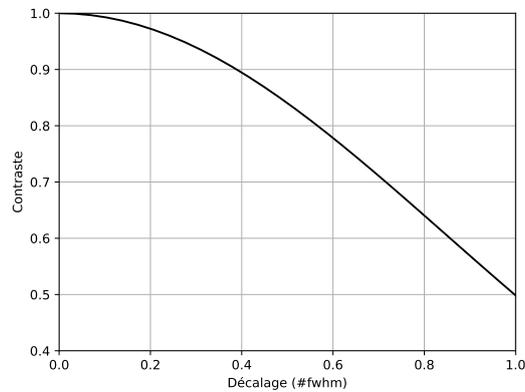


FIGURE 3.31 – Évolution de la visibilité instrumentale de deux champs gaussiens cohérents en fonction de leur décalage sur le détecteur. Le décalage est exprimé en nombre de **FWHM**.

D'après l'étude de tolérancement, une précision de 0.3  $\mu\text{m}$  sur le positionnement des microlentilles devant le **Vgroove** est suffisant pour maintenir un contraste des franges quasi unitaire et un vignettage quasi-nul. Au-delà de 0.3  $\mu\text{m}$  de précision, les microlentilles de focale plus importante sont moins contraignantes comme on pouvait s'y attendre. Cependant, comme le montre la Fig. 3.32, le recouvrement des fréquences spatiales entre les 15 interférogrammes augmente à mesure que la focale augmente.

Finalement, nous avons choisi de continuer avec un des **MLA** identique à l'original que nous possédons mais en faisant des efforts supplémentaires sur l'alignement. Face à la difficulté de coller le **MLA** sur le **Vgroove** sans qu'un désalignement se produise, nous avons décidé que le **MLA** serait positionné devant le **Vgroove** sur une platine offrant la possibilité de régler en translation X, Y, Z et en tilt X,Y. Cette fois, nous réalisons l'alignement en contrôlant à la fois la forme des tâches individuelles

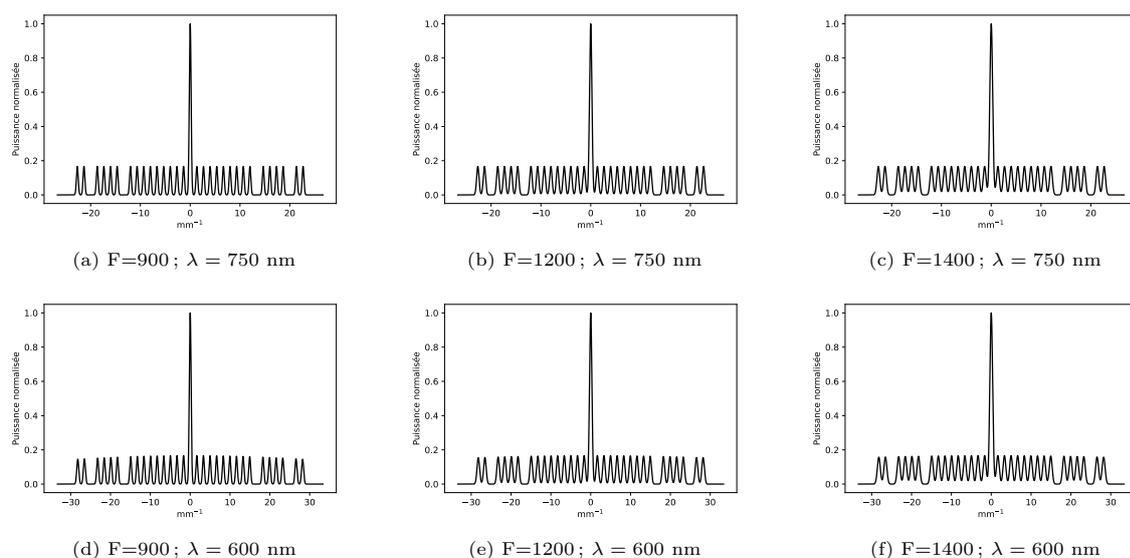


FIGURE 3.32 – Redondance fréquentielle des 15 interférogrammes à deux longueurs d’onde différentes. Pour la longueur d’onde 600 nm, j’affiche la somme des PSD de deux longueurs d’onde extrêmes d’un canal spectral correspondant à la basse résolution spectrale ( $R = 150$ ) pour observer l’impact de la largeur spectrale d’un canal sur la redondance fréquentielle. Je ne l’ai pas fait pour la longueur d’onde 750 nm car l’effet est moins important et pour rendre cet impact plus explicite pour le lecteur.

et l’inclinaison des faisceaux. Nous commençons par faire un premier réglage grossier de tous les degrés de libertés disponibles pour aligner au mieux les faisceaux sur un bout de papier placé à 1 m et minimiser les aigrettes de diffraction. Une fois cela fait, nous plaçons la caméra sur le chemin des faisceaux sur un rail qui nous permet de la déplacer le long de l’axe optique pour mesurer l’orientation des faisceaux en même temps que la forme des images. Grâce aux itérations sur l’orientation des faisceaux, on parvient en jouant finement sur les translation X et Y à réduire l’inclinaison relative maximale entre deux faisceaux à moins de 0.5 mrad (Fig. 3.33). La plus grande hauteur du faisceau 2 ne peut pas s’expliquer par un tilt global du [MLA](#) devant le [Vgroove](#), il semble donc que la microlentille ou la fibre ait un défaut de fabrication ou positionnement causant ce décentrement. Nous sommes également parvenus en réglant à minimiser les pieds des gaussiennes à 1.3% dans les deux directions (Fig. 3.34) sur tous les faisceaux sauf le 2.

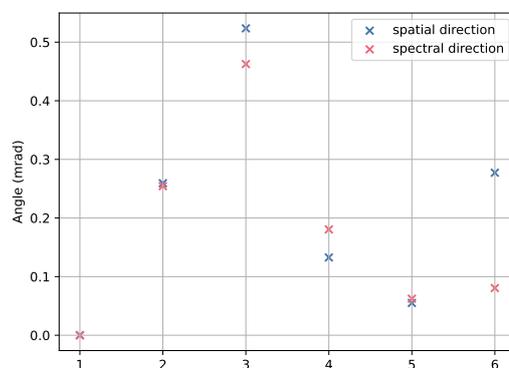


FIGURE 3.33 – Orientation des faisceaux 2 à 6 par rapport au faisceau 1.

Diffraction pattern of the six beams after collimation with the microlens array

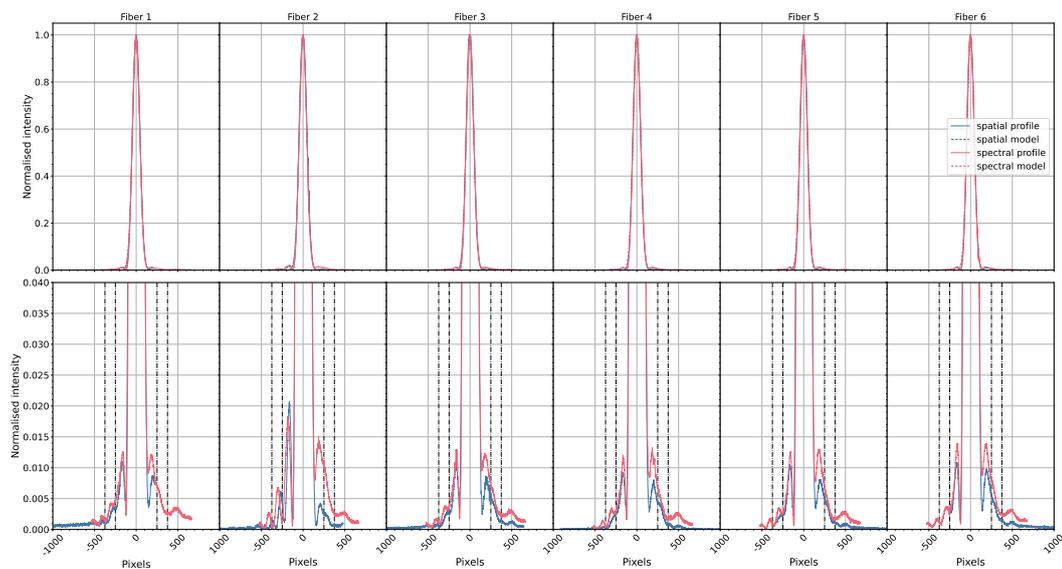


FIGURE 3.34 – Profils X et Y des images interférométriques.

### 3.4.3 Chromatisme et définition d’une nouvelle solution

Lors de la conception du système optique, je n’ai pas correctement vérifié le chromatisme aux longueurs d’ondes extrêmes de la bande spectrale. Or les lentilles cylindriques de la voie interférométrique sont des plan-concaves faites du même verre donc aucun repliement de spectre de la vergence de l’ensemble n’est effectué. Les premières mesures de dispersion avec l’instrument ont montré un fort chromatisme de l’empreinte interférométrique. En effet, les raies spectrales aux bords de la bande étaient dédoublées (Fig. 3.36a). En reprenant plus en détail le fichier Zemax de l’instrument, j’ai identifié la SCL de focale 400 mm comme la source principale de ce chromatisme. Il a donc fallu définir une autre solution à deux lentilles. Nous avons choisi des lentilles plano-concaves car le catalogue des fabricants de lentilles cylindriques est très restreint, plus encore pour ce qui est des doublets cylindriques achromatiques. Pour limiter les coûts associés à la fabrication sur-mesure de lentilles cylindriques, j’ai choisi une solution employant une lentille cylindrique plano-concave en N-BK7 de focale  $F = 200$  mm (Thorlabs/LJ1653L1-B) et une lentille cylindrique plano-convexe en N-SF5 de focale  $F = -378$  mm fabriquée sur-mesure par Optique JFichou <sup>7</sup>.

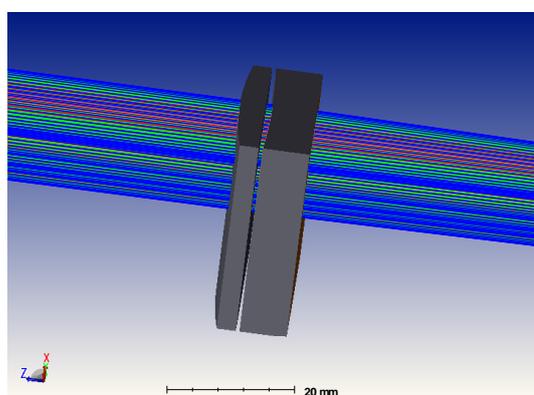


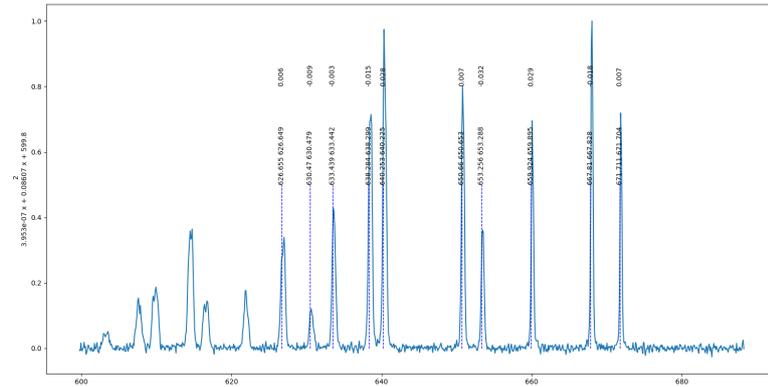
Figure 3.35 – Doublet cylindrique achromatique fait d’une lentille cylindrique plano-convexe en SF5 et d’une lentille cylindrique plano-concave en BK7.

Le design de cette solution est présenté en Fig 3.35. Les deux lentilles cylindriques sont collées sur une platine commune (la platine de la lentille cylindrique d’origine), sans possibilité de régler

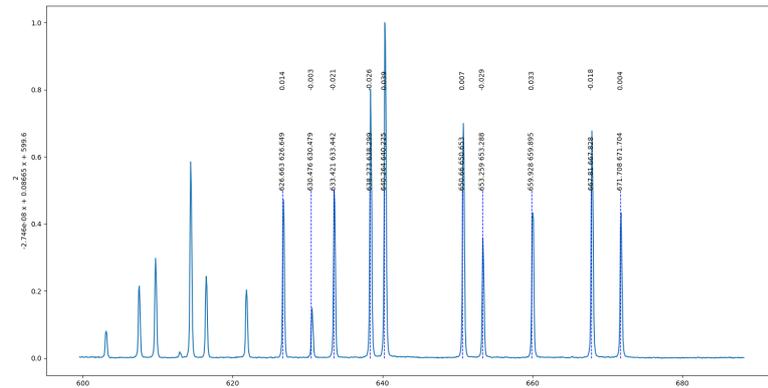
7. <http://optique-fichou.com/>

l'orientation de l'une par rapport à l'autre mais seulement le tilt global. Il est donc important que les axes des cylindres soient bien parallèles, avec un angle maximal de  $0.05^\circ$ . Pour en arriver à cette spécification, j'ai toléré la solution en introduisant des tilts des différentes surfaces mises en jeu avec la possibilité de compenser l'erreur introduite par un tilt global du doublet permis par la platine.

Ainsi, cette nouvelle paire de lentilles cylindriques constituant un doublet achromatique, a été installée en Septembre 2022 à la place de la lentille cylindrique seule, avec le niveau d'achromatisme attendu comme observable en Fig. 3.36b.



(a) Avec la lentille cylindrique initialement choisie.



(b) Avec le doublet achromatique fait d'une plan-convexe et une plan-concave.

FIGURE 3.36 – Raies d'émission du Néon mesurées autour de la longueur d'onde 640 nm en moyenne résolution avec la lentille cylindrique initialement choisie puis avec le doublet achromatique défini ultérieurement.

## 3.5 Commissioning de l'instrument

L'installation de SPICA-VIS a débuté par celle des **VLDC** en Janvier 2022 puis l'ensemble de l'instrument a été assemblé durant trois semaines entre Février et Mars 2022, mission à la fin de laquelle le commissioning a commencé.

### 3.5.1 Efficacité optique de l'instrument

Les transmissions des différents éléments de SPICA-VIS, depuis le périscope jusqu'au détecteur, sont rassemblées dans le Tab. 3.7. Ainsi, les transmissions des basse, moyenne et haute résolution spectrale sont respectivement estimées à 21.3, 16.3 et 9.3% dans la voie interférométrique et 3, 2.3 et

1.3% dans la voie photométrique. Les transmissions des miroirs, du prisme et des réseaux et l'efficacité quantique du détecteur sont théoriques.

TABLE 3.7 – Efficacité de SPICA-VIS

<b>Efficacités éléments individuels</b>	
Séparateur table injection	90%
Taux d'injection	40%
Double réflexion vers photométrie	12.5%
Transmission vers interférométrie	87.5%
Miroir et prisme LR	99%
Réseau MR	75%
Réseau HR	40%
Efficacité quantique détecteur	75%
Autres miroirs et lentilles (8)	99%
<b>Efficacité totale moyenne LR</b>	
Photométrie	3.0%
Interférométrie	21.3%
<b>Efficacité totale moyenne MR</b>	
Photométrie	2.3%
Interférométrie	16.3%
<b>Efficacité totale moyenne HR</b>	
Photométrie	1.3%
Interférométrie	9.3%

### 3.5.2 Lois de dispersion spectrale finales

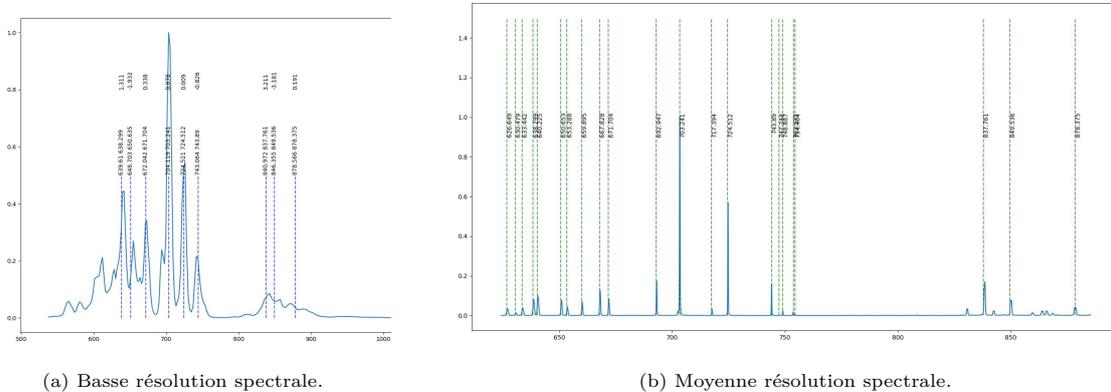
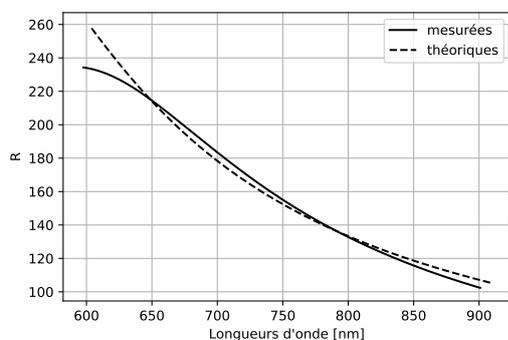


FIGURE 3.37 – Calibration spectrale des basse et moyenne résolutions spectrales avec la source néon.

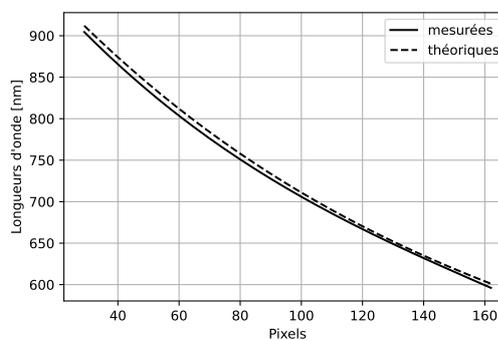
Il est nécessaire de connaître, pour chaque mode de résolution spectrale, la correspondance des longueurs d'onde avec les pixels. C'est l'objectif de la calibration spectrale de l'instrument. Le travail décrit ci-après a été réalisé par Fatme Allouche et Stéphane Lagarde. Pour faire cette calibration, on alimente une fibre optique du **Vgroove**, prévue à cet effet, avec une source possédant des raies d'émission identifiables et auxquelles sont associées des longueurs d'onde précises. On associe alors ces longueurs d'onde à certains pixels du détecteur, ce qui revient à échantillonner la loi de dispersion  $\lambda = f(\text{pixel})$  sur une vingtaine de points. La loi de dispersion est finalement obtenue en approchant une loi polynomiale d'ordre 5 à partir de ces points. Pour obtenir des raies d'émission bien réparties de 600 à 900 nm, on utilise deux sources spectrales : le néon et le mercure. La Fig. 3.37 donne un exemple de mesure effectuée en laboratoire, les lignes verticales donnant les positions des raies d'émission de la source estimées en ajustant des gaussiennes sur les pics. Cependant, la basse résolution spectrale ne permet pas de résoudre spectralement les raies d'émission, il est donc nécessaire de faire une hypothèse

sur la loi de dispersion pour reconstituer un spectre modèle que l'on compare au spectre mesuré pour estimer la position des raies d'émission.

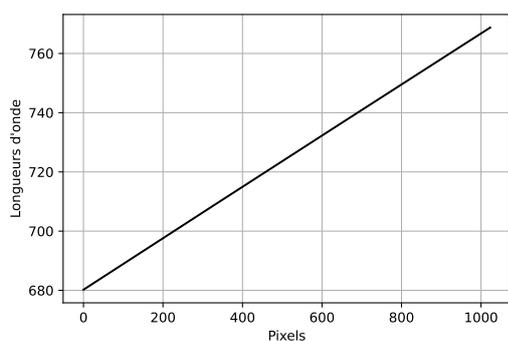
Les lois de dispersion des basse et moyenne résolutions spectrales obtenues à partir de ces mesures sont données en Fig. 3.38. Le Tab. 3.8 donne la valeur moyenne des résolutions de ces trois modes ainsi que la largeur de la bande spectrale se répartissant sur le détecteur.



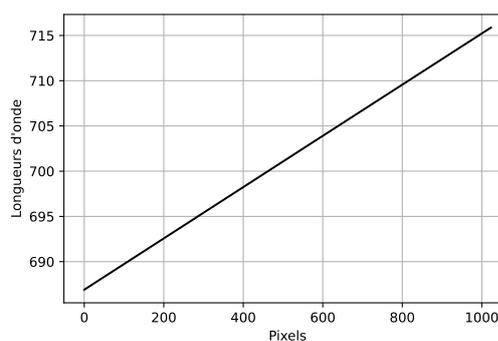
(a) Résolution spectrale théorique et mesurée en basse résolution spectrale.



(b) Loi de dispersion LR



(c) Loi de dispersion MR



(d) Loi de dispersion HR

FIGURE 3.38 – Les trois modes de résolution spectrale de SPICA-VIS.

TABLE 3.8 – Résolutions et largeurs de bandes spectrales mesurées pour SPICA-VIS

Mode	Résolution spectrale	Largeur spectrale
LR	100 - 240	entière
MR	4330	88 nm
HR	13300	29 nm

### 3.5.3 Taux d'injection dans les fibres

Le taux d'injection dans les fibres optiques est le rapport de l'énergie disponible en sortie de fibre sur l'énergie présente avant l'injection. Il est bien sûr important de maximiser ce taux pour maximiser le RSB et la sensibilité des mesures. Le taux d'injection théorique des modules d'injection, estimés à partir du logiciel Zemax, est de 67%. Nous avons mesuré les taux d'injection dans les six fibres grâce au STS, en moyenne résolution spectrale avec le filtre  $725 \pm 25$  nm et en l'absence de perturbation atmosphérique. Les résultats sont affichés dans le Tab. 3.9. Les taux d'injection obtenus sont 25 à 50% plus faibles que dans la théorie. Cette forte dégradation peut s'expliquer par des défauts de focus au niveau du STS. En effet, les taux obtenus sur notre source interne à Nice avant déplacement de l'instrument à CHARA étaient équilibrés autour de 50%. Pour cette raison, de nouveaux modules d'injection sont actuellement en cours de fabrication avec un réglage électronique du tirage entre la

fibre et le dernier doublet achromatique. Quelques points de dégradation supplémentaires peuvent être imputés à l’alignement imparfait des modules d’injection et aux aberrations optiques du STS dont certaines pupilles ne sont pas parfaitement circulaires.

TABLE 3.9 – Taux d’injection à  $725 \pm 25$  nm.

B1	B2	B3	B4	B5	B6
0.50	0.37	0.30	0.45	0.37	0.38

L’apport de la boucle de contrôle tip/tilt a été discuté dans MOURARD et al. (2022) et est encore en cours de caractérisation plus complète dans des conditions de perturbations atmosphériques plus variées.

### 3.5.4 Kappa matrix

La Fig. 3.39a présente la position des six voies photométriques sur le détecteur après dispersion par le réseau MR autour de la longueur d’onde 640 nm. On peut observer une pente sur les faisceaux 1 et 2 qui n’a pas de conséquences autre qu’une légère augmentation de l’encombrement des empreintes sur le détecteur (510 au lieu de 509), sans impact. Cette pente mesurées en moyenne résolution est observée également en HR lors du passage d’une longueur d’onde à une autre. Ce phénomène est *a priori* synonyme d’une orthogonalité imparfaite entre l’axe de rotation de la roue de dispersion et les traits des réseaux. Elle est cependant plus élevée en HR et oblige actuellement à augmenter la zone de lecture du détecteur. Cela est en cours de caractérisation pour trouver une meilleure solution. La largeur à mi-hauteur des voies photométriques, affichée en Fig. 3.39a, augmente jusqu’à 50% pour les longueurs d’onde inférieures à 640 nm, jusqu’à 50% à 600 nm, réduisant l’éclairement des pixels et donc la précision de mesure. Le flux reçu par la caméra est également globalement plus faible à ces longueurs d’onde.

Comme on peut le voir sur la Fig. 3.39b, il existe un décalage de 15 pixels entre les faisceaux 2 et 4. Ce décalage est constant sur tout le spectre. À 650 nm, où la FWHM est de l’ordre de 130 pixel, ce décalage est responsable d’une perte de visibilité instrumentale d’environ 5% de perte de visibilité instrumentale. Cette perte est réduite aux plus grandes longueurs d’onde.

### 3.5.5 Visibilités instrumentales

J’affiche en Fig. 3.40 le module de la visibilité instrumentale en LR pour les quinze bases interférométriques mesurés sur le STS, soit une source artificielle non résolue. Les bases les plus courtes, dont l’interférogramme est échantillonné sur un grand nombre de pixels (plus de 60 pour la base 56, la plus courte), atteignent une visibilité instrumentale proche de 95% en milieu de bande spectrale. La diminution aux longueurs d’ondes extrêmes s’expliquent certainement par une correction imparfaite de la biréfringence chromatique par les PDC. Les bases les plus longues, échantillonnées sur 3 pixels à 600 nm, ont en revanche des visibilités instrumentales très faibles. L’échantillonnage proche du critère de la fréquence de Nyquist n’explique pas entièrement cette forte perte de visibilité. Des phénomènes en lien avec la lecture des informations par la caméra sont également certainement en jeu. Les comprendre pourrait peut-être améliorer les mesures par un mode de lecture mieux adapté.

## 3.6 Conclusion

SPICA-VIS est le premier spectro-interféromètre visible capable de mesurer les visibilités complexes des quinze bases interférométriques de CHARA. L’arrivée des OA sur chaque télescope et la mise en œuvre d’une boucle d’asservissement de l’énergie cohérente dans le coeur des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation permet de bénéficier du filtrage spatial. L’échantillonnage des interférogrammes au sein d’une enveloppe gaussienne statique améliore en effet grandement la qualité des mesures des visibilités carrées et des clôtures de phase. La biréfringence introduite par les fibres est compensée par des lames de verres elles-même biréfringentes dont l’inclinaison permet d’ajuster cette différence de retard optique. La voie interférométrique a la particularité de faire intervenir des optiques cylindriques qui permettent d’obtenir l’anamorphose d’un facteur 70 nécessaire pour créer la

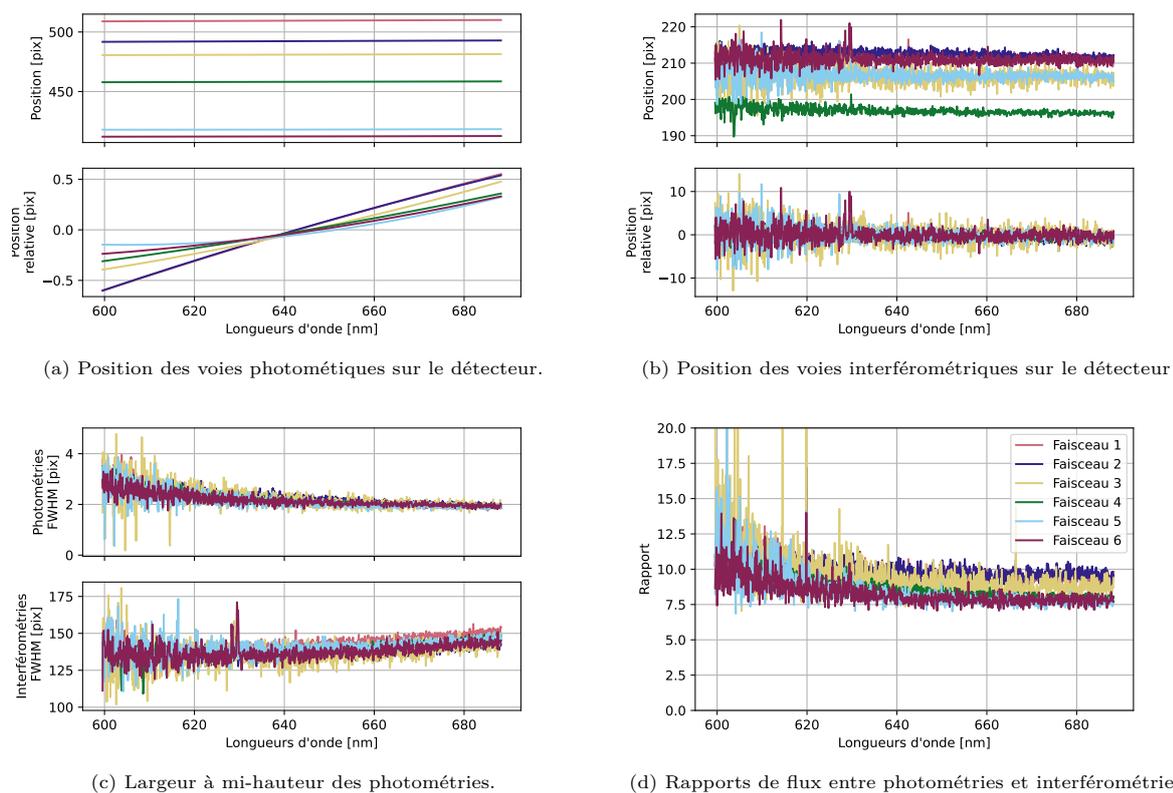


FIGURE 3.39 – Caractérisation des empreintes photométriques et interférométriques en MR autour de la longueur d'onde 640 nm.

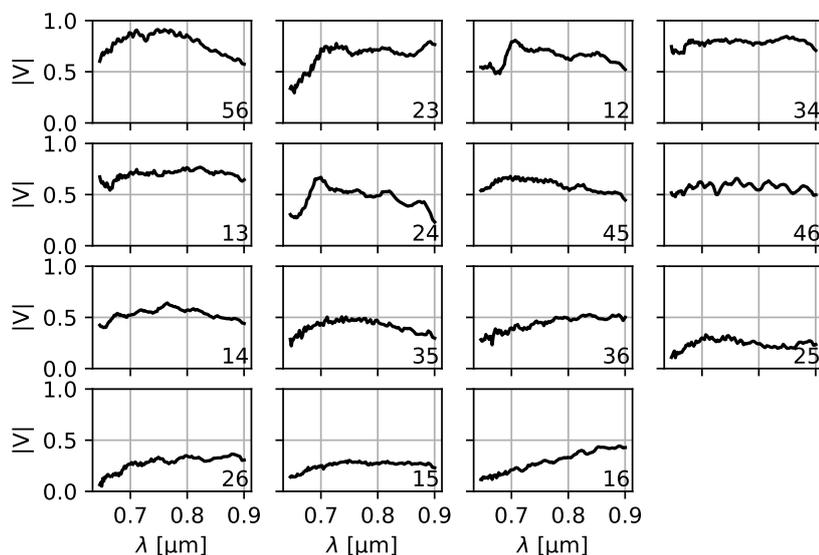


FIGURE 3.40 – Modules des visibilités instrumentales mesurées en LR sur les quinze bases

fente du spectrographe. La calibration des visibilités carrées nécessite également de mesurer le flux injecté dans les fibres, ce qui est fait par l'imagerie des six sorties de fibres sur le détecteur à proximité de l'interférogramme. Finalement, la caméra EMCCD apporte une précision et dynamique importantes permettant la mesure des visibilités faibles et de leurs clôtures de phase.

Le mode **LR** est l'apport scientifique majeur de **SPICA-VIS** car il permettra la mesure précise de diamètre et assombrissement centre-bord d'une gamme large et variée d'étoiles du diagramme **H-R**. Il fournira les données nécessaires à l'amélioration des modèles de **SBCR** et, lorsque ces étoiles sont hôtes d'exoplanètes en transit, apportera une mesure directe de la distribution d'intensité de l'étoile pour la caractérisation de ces exoplanètes par la mission **PLATO**. La mesure directe de l'oscillation des binaires à éclipses permettra en outre de mieux contraindre la première échelle des distances de l'Univers. Mais **SPICA-VIS** contribuera également fortement à l'étude de l'activité stellaire à travers ses modes **MR** et **HR** donnant accès aux informations de dynamiques de ces objets, telles que leur rotation, la convection et les vents à leur surface, par les mesures de visibilités différentielles.

Lors de la finalisation de ce manuscrit, le commissioning de **SPICA** se poursuit. Les visibilités instrumentales en **LR** ont été mesurées supérieures à 50% sur plus de la moitié des bases interférométriques, dépassant 80% pour certaines, mais elles descendent à 20% de moyenne sur tout le spectre pour les bases courtes. Le taux d'injection sans perturbation atmosphérique a été mesuré à 40% en moyenne sur les six fibres mais, comme attendu, celui-ci est très dépendant des performances de l'**OA** lors des observations astronomiques. Or les rapport de Strehl obtenu par l'**OA** durant les nuits de commissioning de **SPICA** jusqu'à présent étaient de l'ordre de 10%, limitant ainsi fortement le taux d'injection malgré le fonctionnement validé de la boucle d'asservissement tip/tilt. Un membre de l'équipe est donc aujourd'hui fortement impliqué dans le travail d'amélioration de l'**OA**.

Le mode **LR** n'est opérable qu'à la condition de corriger la dispersion longitudinale sur l'ensemble de la bande spectrale 0.6 à 0.9  $\mu\text{m}$ . Les anciens **LDC** n'étant plus adaptés pour le niveau d'exigence recherché, j'ai développé une nouvelle solution aujourd'hui opérationnelle sur **CHARA**. C'est l'objet du Chap. 4. Mais avant de passer à ce chapitre, j'introduis dans la section suivante l'article "Progress of the CHARA/SPICA project" publié en 2020 pour la conférence internationale SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation.

### 3.7 Article "Progress of the CHARA/SPICA project"

J'ai présenté au cours de cette conférence l'avancée des travaux de l'équipe sur les instruments **SPICA-VIS** et **SPICA-FT**. En raison de la pandémie de Covid-19, la conférence a eu lieu en distanciel et ma présentation est revisionnable au lien suivant : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-presentations/11446/114460T/Progress-of-the-CHARASPICA-project/10.1117/12.2560625>. Lors de cette présentation je me concentre essentiellement sur les explications du concept optique de **SPICA-VIS**, raison pour laquelle je mentionne cette conférence à ce chapitre.

Je joins ci-dessous le papier **PANNETIER et al. (2020)** associé à cette conférence. En plus de la description du concept optique de **SPICA-VIS**, j'y décris partiellement **SPICA-FT** ainsi que quelques premiers résultats de simulation sur la problématique du cophasage, deux sujets qui seront traités en détail en Chap. 6 et 7. Je suis également co-auteur du papier **MOURARD et al. (2022)**, joint en Ann. B.1, présentant les premiers résultats du commissioning **SPICA-VIS**.

# Progress of the CHARA/SPICA project

Pannetier C.<sup>a,b</sup>, Mourard D.<sup>a</sup>, Berio P.<sup>a</sup>, Cassaing F.<sup>b</sup>, Allouche F.<sup>a</sup>, Anugu N.<sup>c,d,e</sup>, Bailet C.<sup>a</sup>, ten Brummelaar T.<sup>f</sup>, Dejonghe J.<sup>a</sup>, Gies D.<sup>f</sup>, Jocou L.<sup>g</sup>, Kraus S.<sup>e</sup>, Lacour S.<sup>h</sup>, Lagarde S.<sup>a</sup>, Le Bouquin J.B.<sup>g</sup>, Lecron D.<sup>a</sup>, Monnier J.<sup>d</sup>, Nardetto N.<sup>a</sup>, Patru F.<sup>a</sup>, Perraut K.<sup>g</sup>, Petrov R.<sup>a</sup>, Rousseau S.<sup>a</sup>, Stee P.<sup>a</sup>, Sturmman J.<sup>f</sup>, and Sturmman L.<sup>f</sup>

<sup>a</sup>Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

<sup>b</sup>ONERA/DOta, Université Paris Saclay, 92322 Châtillon, France

<sup>c</sup>Steward Observatory, Department of Astronomy, University of Arizona, Tucson, USA

<sup>d</sup>University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, US

<sup>e</sup>School of Physics and Astronomy, University of Exeter, Exeter, Stocker Road, EX4 4QL, UK

<sup>f</sup>The CHARA Array, Mount Wilson Observatory, Mount Wilson, CA 91023

<sup>g</sup>Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble, Grenoble 38058, France

<sup>h</sup>LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

## ABSTRACT

CHARA/SPICA (Stellar Parameters and Images with a Cophased Array) is currently being developed at Observatoire de la Côte d'Azur. It will be installed at the visible focus of the CHARA Array by the end of 2021. It has been designed to perform a large survey of fundamental stellar parameters with, in the possible cases, a detailed imaging of the surface or environment of stars. To reach the required precision and sensitivity, CHARA/SPICA combines a low spectral resolution mode  $R = 140$  in the visible and single-mode fibers fed by the AO stages of CHARA. This setup generates additional needs before the interferometric combination: the compensation of atmospheric refraction and longitudinal dispersion, and the fringe stabilization. In this paper, we present the main features of the 6-telescopes fibered visible beam combiner (SPICA-VIS) together with the first laboratory and on-sky results of the fringe tracker (SPICA-FT). We describe also the new fringe-tracker simulator developed in parallel to SPICA-FT.

**Keywords:** long baseline interferometry, fringe-tracking, CHARA

## 1. INTRODUCTION

### 1.1 Scientific rationale

Measuring the angular diameter of stars is critical for constraining the stellar and planet fundamental parameters.<sup>1-3</sup> In addition to the high interest for exoplanet characterisation since the first discovery in 1995,<sup>4</sup> stellar physics has seen a recent reawakening with the discovery of oscillating processes in more than a thousands of stars with WIRE,<sup>5</sup> MOST,<sup>6</sup> CoRoT<sup>7</sup> and Kepler<sup>8</sup> and measuring their fundamental properties (diameter, temperature, mass, age) has become critical in many domains of astronomy. Indirectly, the stellar angular diameters are also used to derive the distance of eclipsing binaries in Large Magellanic Cloud<sup>9</sup> and Small Magellanic Cloud<sup>10</sup> through the so-called Surface-Brightness Color Relations (SBCR). It exists currently in the literature many relations derived with different subsets of the JMMC Measured Stellar Diameters Catalog (JMDC), a catalog<sup>11</sup> that gathers all the star diameters directly measured. When using these relations for deriving diameters of stars of magnitude  $V=6$ , the uncertainty lies between 2% for  $V-K=3$  and 9% both for early-type ( $V-K=0$ ) and late-type ( $V-K=5$ ) stars.<sup>12</sup> With its capability of resolving such distant objects, stellar interferometry has long been used for calibrating these relations. However, due to sensitivity and accuracy limitations, among the 1500

---

Current E-mail: cyril.pannetier@oca.eu

Long-term E-mail : cyril@cpannetier.fr

star diameters of the JMDC, only 11% are known with an accuracy better than 1%, which partly explains the SBCR dispersion. The three other reasons for this dispersion are the fact that the stellar diameters of the JMDC come from heterogeneous measurement techniques, from different star selection criteria,<sup>13</sup> and probably because of circumstellar material (for e.g. wind), binarity or rotation that are not considered when analysing the data.

Thanks to the combination of fringe tracking, spatial filtering, low spectral resolution and the use of new modern EMCCD detectors, more than 7000 star diameters could be measurable with a precision better than 1% by CHARA/SPICA,<sup>14</sup> a new visible instrument that will replace the VEGA<sup>15,16</sup> instrument on the CHARA<sup>17</sup> Array. CHARA/SPICA has many similarities with the NPOI/VISION<sup>18</sup> instrument, but will benefit from the 1 m telescopes of CHARA. The CHARA/SPICA observing program aims at measuring the diameter of a thousand of these stars, distributed over the Hertzsprung-Russell (HR) diagram for spectral types from O to M, over almost 70 nights per year during 3 years. It will highly enlarge the JMDC with homogeneous and high-precision measurements. These measurements will be crucial to derive fundamental parameters of stars and planets, improve evolutionary models, and constrain the SBCR all over the HR diagram. To complete the spatial measurements provided by the low spectral resolution  $R = 140$ , a medium and high spectral resolution ( $R = 3000$ ,  $R = 10000$ ) will allow spectro-differential interferometry on some targets for getting crucial information on dynamical processes such as rotation velocity. With its high angular resolution of tenth of milliarcseconds, CHARA/SPICA can also measure the apparent orbit of binaries. When completed with the spectroscopic orbit, the knowledge of their three-dimension orbit permits to derive their respective masses. The improved precision of the stellar diameters will finally improve a lot the estimation of the distances in the Universe and in particular the distances of the neighbour galaxies.<sup>12</sup>

For star hosting transiting planets, the ratio  $R_p/R_\odot$  of their radius is usually estimated by the space missions like CoRoT, Kepler, K2, TESS or PLATO. Measuring with precision the star radius  $R_\odot$  from the combination of its angular diameter measured with interferometric techniques and its distance measured by parallaxes techniques (*Gaia*) finally allows us to estimate the planet radius  $R_p$  and deriving its properties such that its density and its position with respect to the habitable-zone of the parent-star. Furthermore, the high sensitivity and large coverage of the spatial frequencies permitted by the 6 telescopes and the broadness of the measured waveband, from 0.6 to 0.9  $\mu\text{m}$ , will provide precise limb-darkening profiles, and imaging of surface features when possible. A precise knowledge of the stellar surface luminance distribution is critical for the characterisation of the atmosphere of these planets. The large survey planned with CHARA/SPICA will thus be of major interest for the current spatial missions and in particular the incoming PLATO survey whose main objective is to characterise the fundamental parameters of transiting planets by measuring their radius with a precision of 2%.

## 1.2 Guiding principles for CHARA/SPICA

Designing an interferometric instrument is not only considering the scientific rationale and its translation into technical specifications but it aims also at adapting the very particular entrance pupil plane of a ground-based interferometer to the needs of the cophased focus. In the precedent descriptions of SPICA<sup>14,19</sup> we have shown that reaching the required performance means a spatial filtering of the beams through single-mode fibers and a low resolution spectrograph. Active controls of the injection in the fibers and of the fringe stabilization are mandatory to reach the required limiting magnitude.

These main considerations led to the general design of SPICA-VIS on the basis of two optical benches showed in Fig. 1. The first one is called Injection Table (IT) and holds all the modules required for the injection in the fibers: picking optics, atmospheric refraction correction, pupil plane and image plane alignment, fast tip/tilt correction for the injection, pupil plane and image plane sensor, and injection optics. This first table ends with the 6 fibers glued on a V-groove. This piece is the entrance of the second optical bench, the Spectrograph Table. It is dedicated to the formation of the image-plane dispersed fringes at different spectral resolution, the photometric channels for the calibration of the complex visibility, and the science detector.

Moreover, based on the experience of VEGA<sup>20</sup> and CLIMB<sup>21</sup> combined operation, it has been decided to install the fast fringe-sensor SPICA-FT in the near-infrared H-band at 1.65  $\mu\text{m}$  to keep the whole band for the science with SPICA-VIS. It is based on a 6T-ABCD integrated optics beam combiner fed by the MIRC-X fibers and installed in front of the MIRC-X spectrograph<sup>22</sup> and the C-RED ONE detector.<sup>23</sup> The control loops (group-delay and phase-delay) use the main CHARA delay lines for the fringe stabilization.

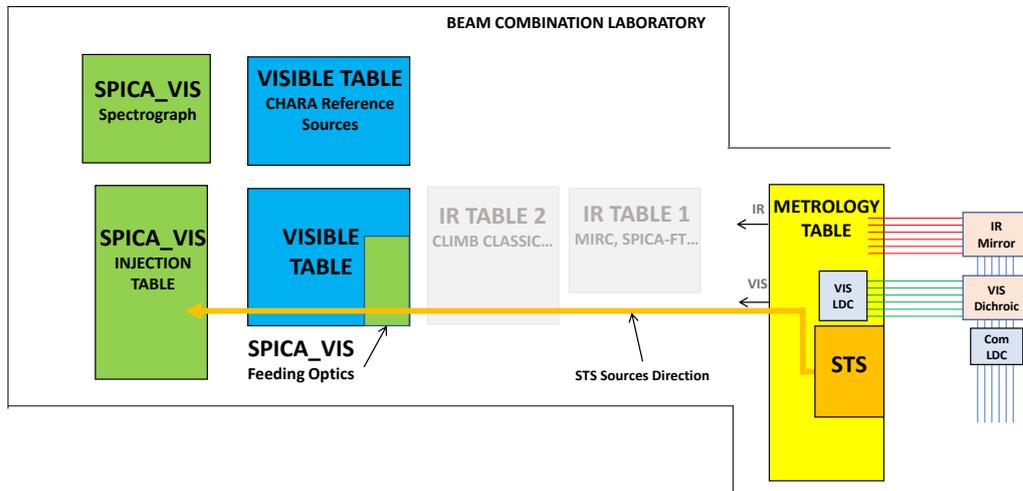


Figure 1: General implementation of the three main SPICA elements in the CHARA Beam Combination Laboratory: the SPICA-VIS feeding optics, the IT and the spectrograph (green boxes). The light-blue boxes represent the two new LDC modules.

### 1.3 General implementation and CHARA interface

As previously said, SPICA-FT is integrated inside the MIRC-X instrument and benefits from all its functionalities: the internal delay lines, the off-axis parabola for the injection, and the compensation of the birefringence of the fibers. It could be illuminated either by the beams coming from the telescopes or by the new Six-Telescope-Simulator (STS<sup>22</sup>) colligned and cophased on the CHARA reference source.

For what concerns SPICA-VIS, it has been decided to use the two existing VEGA tables, both for economic reasons and for darkness reasons in this part of the focal laboratory of CHARA. A new 6-beam periscopic device will replace the old VEGA periscope and will be installed on the CHARA visible table. With such an installation, SPICA-VIS could receive light from the 6 telescopes but also from the STS, thanks to the addition of 6 dichroic plates mimicking the CHARA beam-sampler for the STS beams. Fig. 1 presents the general layout of the CHARA laboratory with the new SPICA systems.

As will be described in Ref. 24, it has been decided to improve the longitudinal dispersion compensators (LDC) of CHARA.<sup>25</sup> The main reasons are the need for improving their transmission in the infrared bands and to permit a better correction in the low spectral resolution mode of SPICA-VIS. The combination of the old LDC (but with new glass), an additional LDC in the visible beams, and the internal delay lines of the different instruments permits to reach a high fringe contrast and transmission in all bands. This development will ease the simultaneous use of CHARA instruments and covering ideally R+I, J, H, and the K bands.

## 2. SPICA-VIS: DESIGN STUDY

### 2.1 Injection Table

As rapidly presented in the introduction, the interferometric combination of beams collected by separated telescopes requires some preparation on each individual beam. This is not only the transportation and the equalization of the optical path length but the beams have to be controlled in terms of alignment and polarization to reach the highest performance. Coupling the beams into single-mode fibers is now classical in optical interferometry.<sup>26,27</sup> It presents the great advantage of clearly separating the functions before and after the injection. After the injection, the beams are transported by the fibers and could be easily adapted to the requirements of the science instrument. This part will be described in sub-section 2.2.

It has been demonstrated<sup>14</sup> that, given the performance of the CHARA adaptive optics stages<sup>28</sup> in the visible (Strehl below 25%) it is critical to add an additional fast tip/tilt correction before the injection in the fibers.

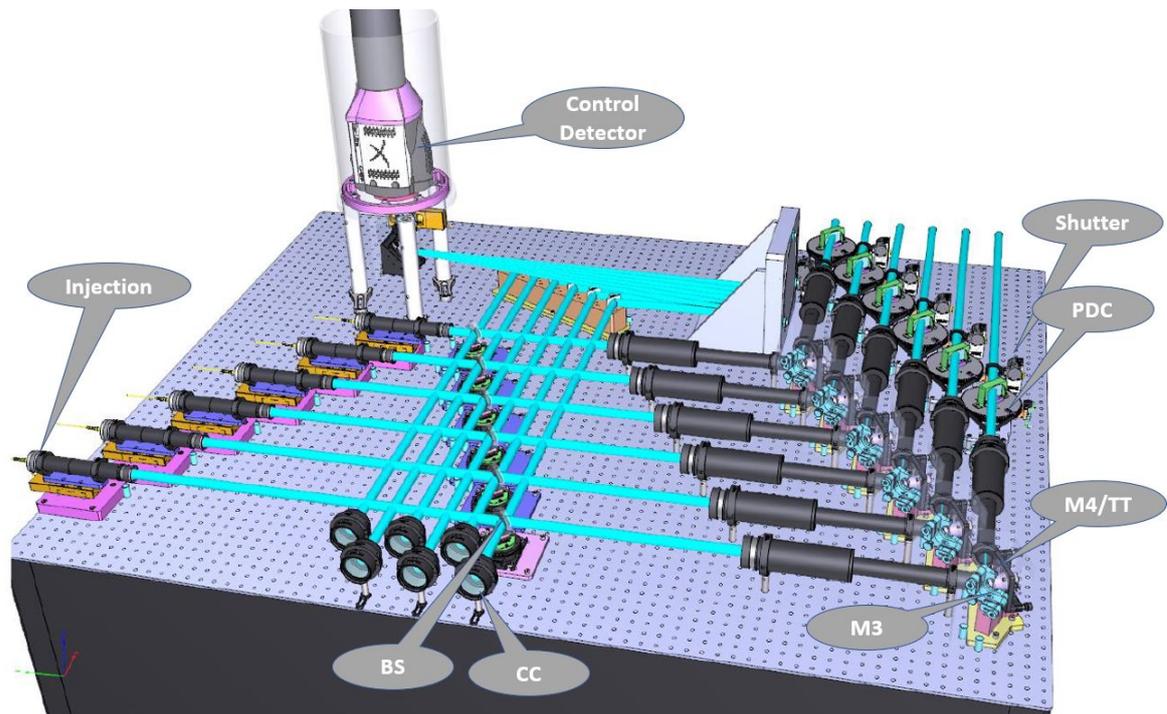


Figure 2: 3D model of the CHARA/SPICA injection table. The six CHARA beams arrive from the upper-right part of the figure, after being picked-up by the SPICA periscope (mirrors M1 and M2, M2 being dedicated to the slow alignment of the image plane). Each beam encounters successively the visible shutter, the polarisation compensator (PDC), the imaging lens, the M3 mirror in image plane and permitting the alignment of the pupil plane, the fast tip/tilt mirror M4 (M4/TT), the collimating lens, the beam splitter (BS) sending 10% of the flux on the control detector, and finally the injection module installed in the left-bottom corner of the table. In the middle and bottom part of the table, six retroreflectors (CC) permit to send the retrofeeding laser to the control camera for the recording of the reference position.

This stage permits not only to maximize the injected flux but also to highly reduce the fraction of frames with flux below a certain threshold.<sup>29</sup>

The IT (Figure 2) is built around this fast tip/tilt stage. The ideal location of this tip/tilt mirror is in a pupil plane and the entrance optics of the table permit to image the distant pupil plane in the CHARA laboratory. An intermediate image plane is used to allow a correct centering of the pupil. Two slow-motion mirrors (M2 in the periscope and M3 in the image plane before the tip/tilt mirror M4) permit to conjugate the CHARA beams and the injection modules with the required performance (lateral positioning better than 5% of the diameter of the pupil, residual tip/tilt better than 10 seconds of arc (lab units)). A fraction of the light (10%) is used to perform a pupil and image control on each of the 6 beams. The reference positions on the control detector are recorded with a laser, retro-feeding the fibers and sent to the control detector by retroreflectors after reflection on the beam splitters. It should be noted that this table contains also for each beam a module allowing to compensate for the differential polarization between two beams owing to the inhomogeneity's in the fibers.<sup>29</sup>

As described in Sec. 1.1, a major part of the science programs of SPICA will be done in low resolution mode. It means that the whole band between 600 nm and 900 nm has to be injected into the single-mode fibers. We chose the single-mode fibers PM630-HP from Nufern\* suited to this waveband. Therefore the question of the correction of the atmospheric refraction is important to consider. In Fig. 3, we plot the injection factor as a function of the wavelength and for different values of an absolute displacement. From this we can deduce that the

\*[https://www.nufern.com/pam/optical\\_fibers/960/PM630-HP/](https://www.nufern.com/pam/optical_fibers/960/PM630-HP/)

chromatic error on the correction of the refraction has to be done at the level of 10 mas maximum (sky unit) to limit the loss on the injection factor to less than 1%. A simple computation of the differential refraction between 700 nm (reference wavelength) and 600 nm or 850 nm generates a transverse dispersion of 300 mas. It is thus mandatory to introduce a correction of the differential refraction. Moreover, because of the field rotation of the CHARA Coudé beams, these compensators have to be aligned continuously to the field rotation with a precision of  $0.5^\circ$ . Finally, our computation shows that the influence of the field rotation and the change of refraction in 10 min do not generate a transverse dispersion larger than 10 mas (field rotation) or 15 mas (change of refraction in the extreme cases). As a conclusion we decided to rotate the compensators when slewing only.

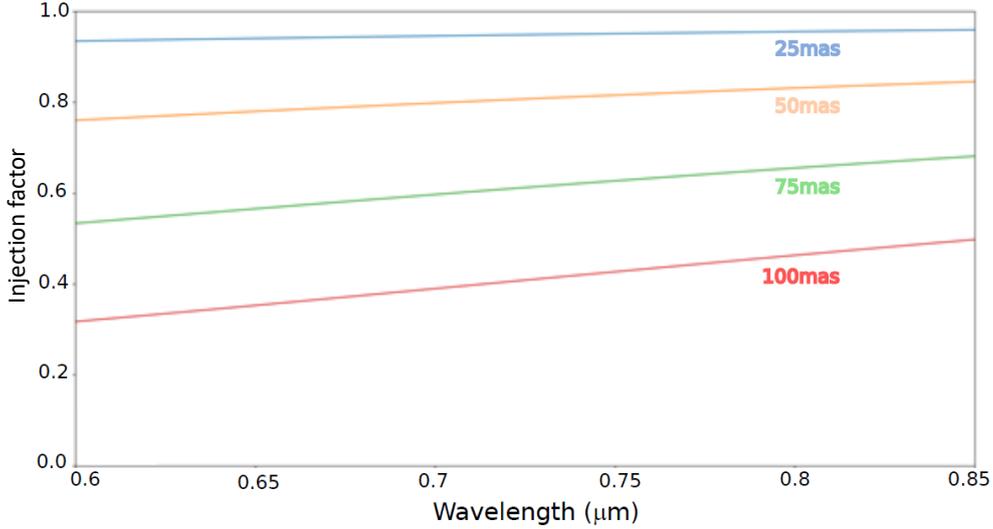


Figure 3: Injection factor as a function of the wavelength for different amplitudes of spatial displacement.

Finally, one important development that has been done concerns the injection module. It is well-known that the theoretical coupling into a single-mode fiber is limited to 81.8% (in the case of a beam without a central obstruction). Taking the central obstruction into account leads down to 72%. In theory, a perfectly focused and aligned off-axis parabola could reach this level with no chromatism. However, surface aberrations and misalignment would quickly degrade the performance. We studied a lens system made with an achromatic doublet and a plano-convex lens (Fig. 4). The two optics are maintained at their adequate position by construction, while focus is obtained thanks to fine adjustment of the distance between the second lens and the fiber. All centering are nominal and not adjustable, as the tolerance for this aspect is not so tight. We developed a test bench for measuring the coupling efficiency of this module. The light coming from a collimated source is divided into 2 parts thanks to a beamsplitter. The first part is directly imaged on the detector, the second part is injected into the fiber. A motorized Tip Tilt system is placed just before the injection module in order to optimize the coupling. With this prototype, we reached, in the lab, a coupling of 75% instead of the theoretical coupling of 81.8%.

## 2.2 Spectrograph

At the entrance of the spectrograph, the 6 fibers (FOP) are linearly arranged on a silicon *V-groove* with a pitch of 250 μm. As illustrated in Fig. 5, 8 additional fibers, 4 single-mode (FCM) and 4 multimode (FCS), are aligned on free positions to carry the internal source necessary for the spectral calibration of the spectrometer. The 6 FOP are aligned according to the most compact non-redundant configuration that makes possible to distinguish the baselines in the Fourier space while keeping an efficient sampling of the fringe pattern on the detector. A microlens array (MLA) is glued at the output of the *V-groove* such that each microlens of 218 μm diameter with  $NA = 0.12$  collimates the Gaussian beam of each fiber.



Figure 4: The opto-mechanical setup of the injection module developed for SPICA.

01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35
F		F	F	F	F				F			F	F	F		F	F	F	F	F	F						F	F	F	F	F	F	F	
O		C	C	C	O				O			C	C	C		O	C	C	C	C	C						C	C	C	C	C	C	C	
P		M	S	S	P				P			M	S	S		P	M	S	S	S	S						M	S	S	S	S	S	S	
1		1	1	1	2				3			2	2			4	3	3									4	4						6

Figure 5: Arrangement of the scientific and calibration fibers on the *V-groove* in front of the MLA. The 6 main scientific fibers (FOP) respect a non-redundant alignment while the single-mode (FCM) and multimode (FCS) fibers are distributed according to different spectral calibrations function. The black rectangle are unusable positions.

To estimate the absolute visibility of each pair of telescopes, it is necessary to calibrate the photometric fluctuations resulting from the imperfect fiber injection.<sup>30</sup> On the contrary to a pair-wise recombination, the all-in-one recombination chosen for SPICA does not permit the estimation of the individual intensities from the interferometric data. These intensities are thus directly measured thanks to a dedicated photometric channel. As illustrated in Fig. 6, a beam splitter separates the light right after the microlenses: 10% is sent to the photometric channel that reimages the *V-groove* on the detector whereas 90% is combined by the interferometric channel on a common focus and creates the fringe pattern.

The interferometric channel is made of two cylindrical lenses performing the anamorphosis of factor  $AF \simeq 57$  necessary for reaching the sampling criteria in the spectral and spatial directions. In the spectral direction, the *V-groove* is reimaged by the first cylindrical lens (FCL) onto the object focal plane of the second cylindrical lens (SCL). The SCL and the camera achromatic doublet (CAO) play the role of the collimating optics of the spectrograph in the spectral direction with the suitable magnification ratio for the final spectral resolution. In the spatial direction, the six aligned beams propagate without being affected, except from their natural diffraction, until the CAO combines them at its focal plane to create the dispersed fringe pattern.

Thanks to the presence of three different dispersing components on a turntable, SPICA offers three different spectral resolution modes. For achieving the low spectral resolution  $R = 140$ , a mirror reflects the light towards a pair of prisms made of F2. For reaching the two high spectral resolutions  $R = 3000$  and  $R = 10000$ , the light is dispersed by diffraction gratings with 300 grooves/mm and 900 grooves/mm respectively.

Both interferometric and photometric channels are dispersed by the same component. Finally, the CAO images the dispersed fringe pattern of the interferometric channel next to the six dispersed beams of the photometric channel on the fast and low-noise EMCCD detector Andor iXon 888. The shortest interfringe at  $0.650 \mu\text{m}$  is sampled on 3 pixels and each spectral resolution element is sampled over 2 pixels. The dispersed fringe pattern of the low spectral resolution are spread over an area of  $400 \times 1024$  pixels. The dispersed image of the *V-groove* lies on  $100 \times 1024$  pixels next to the fringe pattern. Only half of the detector ( $500 \times 80$  in  $R = 140$  and  $500 \times 1024$  in  $R = 3000$  and  $R = 10000$ ) is used. This is required for reaching the smallest detector integration time (20 ms) that guaranties fringe acquisition shorter than the atmosphere coherence time, typically 20 ms, when the fringe tracker doesn't work properly.

### 3. SPICA-FT

We have already shown<sup>14,19</sup> that reaching the limiting magnitude (mV around 8 or 9) required for the science program presented in Section 1.1 supposes the possibility of single exposures longer than the usual value of 20 ms

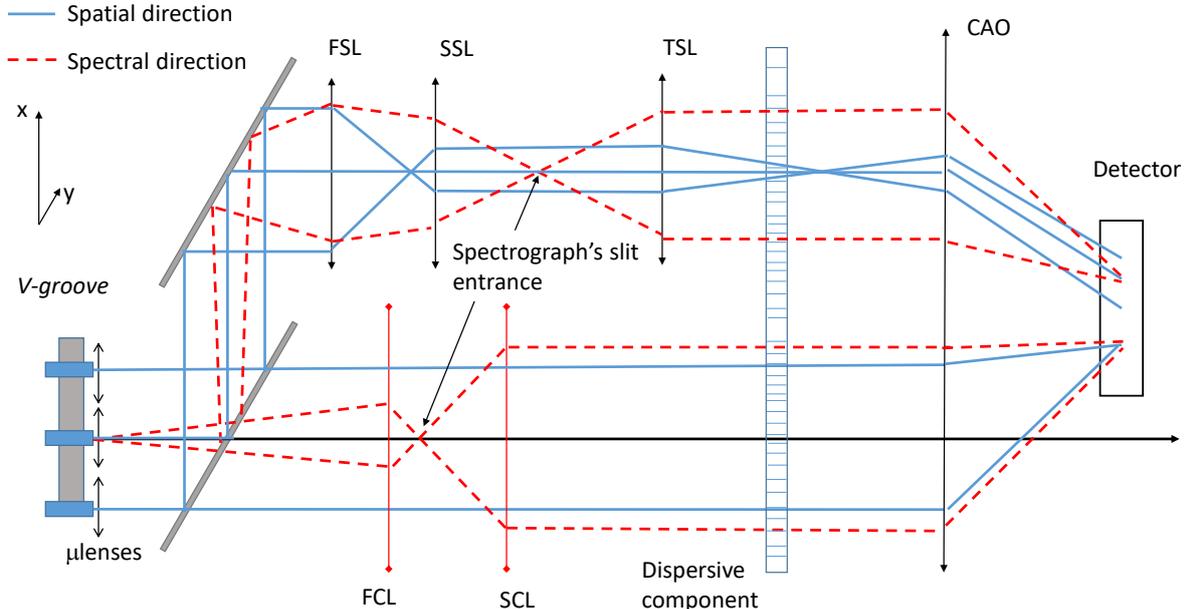


Figure 6: Optical principle of the SPICA spectrograph. The red rays symbolize the diffracting rays of an individual fiber. The two cylindrical lenses (FCL and SCL) collimate the beam in the spectral direction. The photometric channel does the same with its three achromatic doublet. The blue rays symbolize the paraxial rays of each individual fiber output beam. It clearly makes appear on the detector, side-by-side, the reimaging of the *V-groove* by the photometric channel and the focalisation at the common focus by the interferometric channel. For matters of clarity, only 3 FOP over 6 have been drawn.

chosen to correctly freeze the atmospheric piston at Mount Wilson. This opened the way for the development of the fringe tracker SPICA-FT. Moreover, as mentioned before, it has been decided to use the H band for SPICA-FT. It is interesting to note also that doing so permits to benefit from higher visibility's in the fringe tracker because of the largest wavelength.

This general idea was turned into an actual implementation of an integrated optics device combining the 6 CHARA beams on the ABCD principle. The design was guided by the work done on VLTI/GRAVITY<sup>31</sup> with an adaptation to 6 beams, to the H band, and to the CHARA Array. It was therefore decided to simplify the project by using the H-band injection systems of the instrument MIRC-X<sup>22</sup> as well as its new detector<sup>23</sup> in the low spectral resolution mode ( $R = 20$ , so 5-6 spectral channels in the H band). With simple calculations based on the GRAVITY-FT performance and considering the important reduction of the number of pixels used in the ABCD setup versus the All-In-One combination of MIRC-X, it is anticipated that SPICA-FT may exhibit a better sensitivity. Knowing that MIRC-X equipped of its new detector has already reached  $mH=8.5$ , we expect to be able to achieve the required performance ( $\lambda/8$  at  $mH=8$ ) very soon. The IO device is used as the sensor of the fringe-tracking loop, a dedicated optical path difference controller has been developed, and the loop is closed on the existing fast stages of the CHARA main delay lines, also refurbished to permit a fast dialog.

In Fig. 7, we present the IO device realized for the purpose of SPICA-FT. The entrance of the chip is directly glued on the output side of a V-groove with the 6 single-mode fibers connected to the injection systems of MIRC-X. A dedicated microlens array (pitch 80  $\mu\text{m}$ ) is glued at the output side of the chip to collimate each of the 60 beams independently. The beams are then dispersed and reimaged with a 1x magnification on the C-RED ONE detector, so that two outputs are separated exactly by 5 pixels on the detector. During the first commissioning run in January 2020, we succeeded in getting signals with the 5 available telescopes at that time but we were not ready to close the loops on the delay lines.

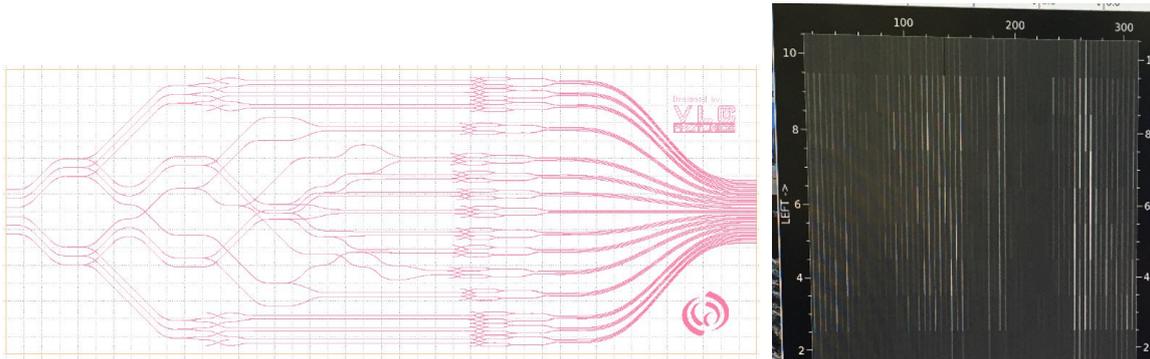


Figure 7: Left: design of the 6-beam ABCD combiner realized by VLC Photonics<sup>†</sup> on the design developed by the group on the basis of the initial idea of P. Labeye.<sup>32</sup> Each entrance beam (on the left) is divided in 5 equal parts through different splitters functions (60/40, 50/50, 66/33). Then the 15 pairs of beams are combined through the ABCD cell performing the adequate dephasing. The 60 outputs are then directed to the right side of the chip. Right: actual image on the sky of the 60 dispersed output of the SPICA-FT chip (dispersion is vertical in the figure and covers the H band).

The fringe tracker loop is based on the architecture described for the Gravity<sup>33</sup> fringe tracker. The images of the detector are stored in a shared memory and are accessible for recording and for processing.<sup>22</sup> The phase sensor process estimates in real time the 6 fluxes and the 15 complex coherent fluxes as well as their related variances and stores them into a second shared memory. From these quantities the optical path difference (OPD) controller estimates the 15 group delays and the 15 phase delays as well as the best 10 closure phases and the best 10 quantities called group-delay closure phases. The variances of these quantities are used in real time for the decision process. From these quantities, the required OPD are estimated and the signals for the group-delay loop and for the phase-delay loop are estimated by comparison between the actual measurements and the values of the reference matrix accounting for the internal or stellar closure phases. The guiding principle of the state machine is to start the phase-delay closed loop as soon as the group delay ensures that the delay is within the central fringe. The current control loop is based on a simple integrator with a gain for the group delay and a gain for the phase delay. In Fig. 8, we present the actual performance reached on our testbench in Nice.

Although the conditions of the experiment in the lab in Nice were not representative of the sky, this result demonstrates the excellent behaviour of the group-delay and phase-delay loops and permitted to qualify the IO chip. In phase-delay loop we reached a residual rms of less than 22 nm, which is very encouraging. We noticed residual internal closure phases at the level of 4  $\mu\text{m}$  that will be corrected in the final fabrication of the chips. We noticed also some flux unbalance between the outputs of the ABCD chips. In principle each entrance beam illuminates 20 outputs (5 ABCD channels) and thus each output should receive 5% of the flux. We can see variation of flux from 3 to 7% typically. Thanks to the different photometric measurements made on the chips, it has been understood that the 66/33 splitter function was in fact providing a flux repartition close to 80/20 and the 50/50 one is close to 60/40. The new fabrication considered in the first semester of 2021 will permit to correct this thanks to an adaptation of the design of these individual functions.

#### 4. FT SIMULATOR

The optical bench of the fringe-tracking cannot simulate every disturbance schemes that are expected on-sky. That is why we developed a fringe-tracker simulator that makes easier the understanding of the fringe-tracking servo loop. It is a Python-adapted version of the IDL code developed by E. Choquet<sup>34</sup> that was used to optimise GRAVITY fringe-tracker.<sup>33</sup>

Furthermore, this simulator benefits from the SPICA-FT experience and will be enriched with many different interferometer configurations and optimised servo loops in order to study new fringe-tracking logic's and fringe-sensing techniques.

---

<sup>†</sup><https://www.vlcphotonics.com/>

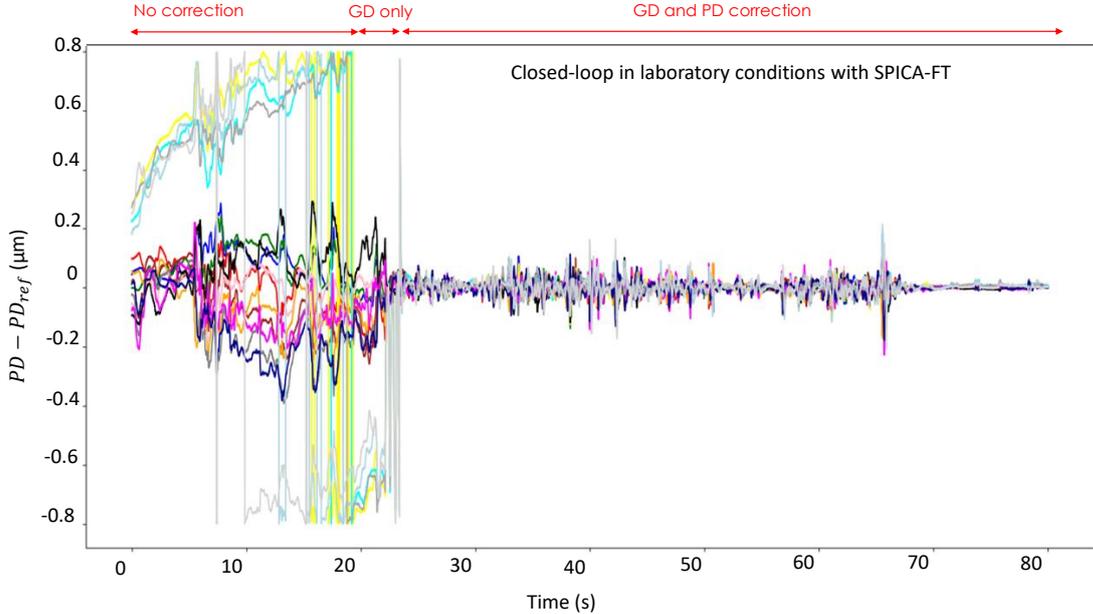


Figure 8: Closed-loop (group delay in the first part, phase delay in the second part) obtained in September 2020 on the Nice testbed. Measurements are made on 10 spectral channels over the H band, with a detector integration time of 8 ms, no perturbations except the lab turbulence. The group-delay gain has been set to 0.05 while the phase-delay gain is set to 0.1. A residual piston noise of 22 nm is obtained on any baseline.

#### 4.1 Design

As explained before, the fringe sensor provides two levels of measurement. First, the phase-delay estimator is precise but wrapped over one wavelength. Using this estimator, the fringe tracker calculates, with a simple integrator controller, a precise command confined to the horizon of the wavelength. Second, the group-delay estimator is noisier but sensitive to the many phase jumps overpassing the wavelength. It enables to compute by another simple integrator controller a command less precise but with the capacity of restoring the tracking reference position, the 0 group-delay. The combination of these two levels of correction is possible only to the means of a non-linear logic that smartly synchronises them. To get as much freedom as possible when developing this non-linear logic, we chose to use a temporal simulator rather than more standard frequency simulation tools suitable for linear commands.

Fig. 9 illustrates the structure of the fringe-tracking loop as modeled by the simulator. It is expected to be a modular package where each module accounts for a distinct function (fringe sensing, fringe tracking, noise, delay lines model, ...), enabling to test many different component architectures.

#### 4.2 Results

We simulate the fringe tracking with SPICA-FT of a non-resolved target at CHARA for typical atmospheric conditions. According to previous measurements of the atmosphere behaviour at CHARA,<sup>35,36</sup> the outer-scale  $L_0$  is estimated to 25 m. This enables us to make the realistic assumption that the disturbances on all telescopes are totally decorrelated, even though a correlation is sometimes observed on the shortest baselines. We thus generate 6 independent temporal pistons representing the typical condition of the 80th percentile of the summer seeing at Mount Wilson ( $r_0 = 15$  cm and  $t_0 = 10$  ms). The shape of the power spectral distribution of a disturbance with average wind speed  $W = 5$  m/s above the telescopes of diameter  $d = 1$  m shows three regimes.<sup>36-39</sup> At low frequency, the atmospheric disturbance is proportional to  $\nu$  until reaching the low-frequency cut-off  $\nu_0 = 0.2W/L_0 \simeq 0.04$  Hz above which it starts decreasing with  $\nu^{-2/3}$ . Above the high-frequency  $\nu_1 = 0.3W/d \simeq 1.5$  Hz, representing the filtering of the highest frequencies by each individual telescope, it becomes proportional to  $\nu^{-8.5/3}$ .

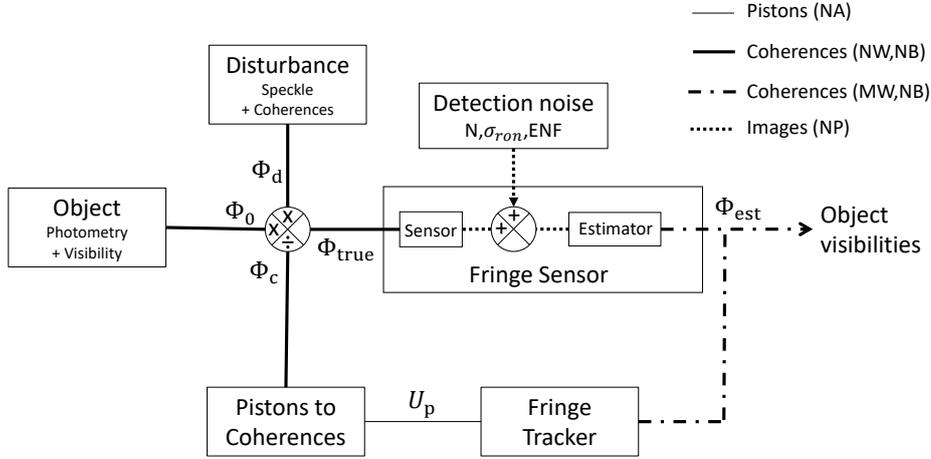


Figure 9: Structure of the fringe-tracking simulator. The respective coherence matrices  $\Phi_o$  and  $\Phi_d$  of an object and of a realistic disturbance pattern are created for  $NW$  wavelengths and  $NB$  baselines. During the simulation,  $\Phi_o$  is static whereas  $\Phi_d$  varies to simulate the atmosphere. At a time  $t$ , they are coherently multiplied and propagated into a fringe sensor that detects the signal on a spectrograph with  $NP$  pixels and  $MW$  spectral channels. An estimated image is processed based on a model of noise and the coherence matrix  $\Phi_{est}$  is estimated. From this, the fringe tracker derives the piston commands  $U_p$  for the delay lines. The final coherence matrix  $\Phi_c$  associated to the delay line correction is calculated using its unitary response and is coherently multiplied with the matrices  $\Phi_o$  and  $\Phi_d$  at the time  $t + 1$ . The matrix  $\Phi_{true}$  of the new residual coherences is propagated.

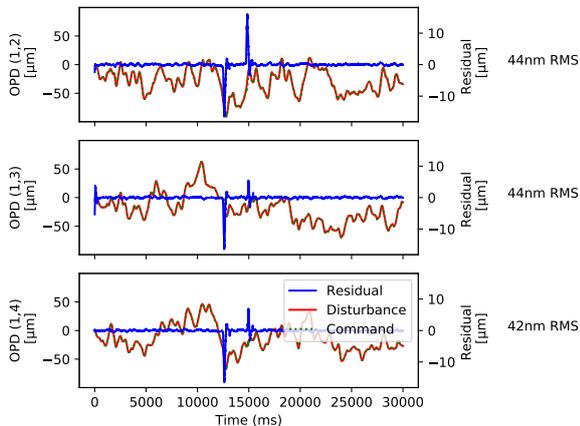
The electromagnetic field of a non-resolved object is propagated through the disturbed atmosphere and the CHARA delay lines. The final flux received by the detector accounts for a typical total coherent throughput of 2% in H band, leading to an irradiance per telescope  $N = 1.66 \cdot 10^5$  ph/s for  $H = 7$ . The camera C-RED ONE of SPICA-FT uses an electron avalanche photo-diode detector of  $320 \times 256$  pixels and is expected to work most of the time with the spectral resolution 22, meaning 4 spectral channels between 1.45 and 1.75  $\mu\text{m}$ . According to Lanthermann et al,<sup>40</sup> we can model it with the excess noise factor  $ENF = 1.47$  and the dark current and readout noise gathered within an additive Gaussian noise of dispersion  $\sigma_{tot} = 0.5$  e<sup>-</sup>/pix/frame when used at 300 Hz, its optimal working mode. A latency of 2 frames is chosen.

Fig. 10a shows the residual OPD on three of the five baselines involving the telescope E1, after running a simulation over 30 seconds on a target of magnitude 6 with all the parameters previously given. The gains of the phase-delay and group-delay integrators have respectively been optimised to 0.2 and 0.5, the group-delay loop working with an integration time of 40 frames. We see that the group-delay command occasionally jumps, corresponding to moments when the OPD variation induced by the atmospheric disturbance is too fast. Forgetting these group-delay jumps, the residues remain below 50 nm RMS on all baselines, i.e.  $\lambda/33$  at 1.65  $\mu\text{m}$ , and  $\lambda/15$  at 750 nm. We are still within the SPICA requirement for single integrations longer than 200 ms. We observe on Fig. 10b that it is possible to reach magnitude of 7.5 at the cost of a degradation of the transfer function of 20%.

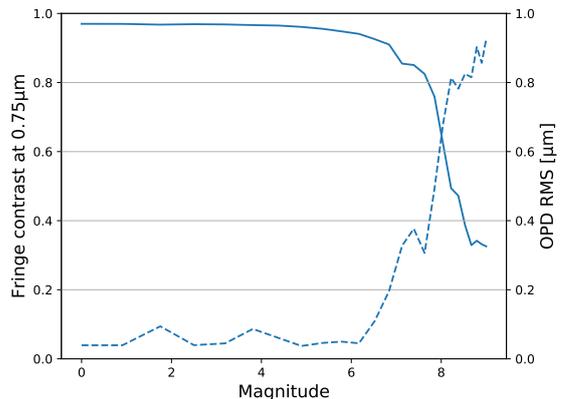
This result has been obtained using the model of the first version of the fringe tracker based on two integrated commands smartly synchronised. Yet, the experience with GRAVITY<sup>33</sup> demonstrated the interest for a Kalman control which brings more robustness to predictable fringe losses.

### 4.3 Perspectives

In addition to the short-term usage of the simulator for optimising SPICA-FT, it is intended to become a tool for further investigations on the ideal fringe tracker associated with interferometers with  $N \geq 6$  telescopes. The



(a) Residual Optical-Path-Delay after a simulated correction with SPICA-FT on 6 telescopes in good observing conditions. To the right are given the residual OPD RMS.



(b) Evolution of the correction performance with the target magnitude. The variance of the OPD, in  $\mu\text{m}$ , is the average of the variances of all 50 ms temporal samples in the last third of the simulation.

Figure 10: Simulations results of SPICA-FT in typical observing conditions.

development of more sensitive fringe sensing techniques and their associated servo loops could push the capacities of fringe trackers on fainter objects. SPICA-FT will of course be the first beneficiary of potential improvements brought by this study.

With the recent generalisation of the spatial filtering offered by optical fibers, the fringe tracking is partly limited by the photometry drops that the imperfect injection involves. Indeed it plays a role in two open questions. First, although a  $N$  telescopes interferometers involves only  $N - 1$  OPDs to correct, it provides  $N(N - 1)/2$  independent measured ones. The question of using only a part of all the baselines to maximise sensitivity has often been posed in the past.<sup>41</sup> But the photometry drops regularly reduce or null the visibility of the different baselines. Based on the experience made with GRAVITY, SPICA-FT is currently equipped with the conservative approach consisting in using all the baselines for robustness purpose. However, with its 5 OPDs and 15 baselines, the gap is even bigger than for GRAVITY which tracks 3 OPDs with 6 baselines. So this question will be further investigated. Second, these drops take the fringe tracker out of its linear regime, demanding a non-linear response to be corrected. Both GRAVITY and SPICA-FT are equipped with non-linear controls but there still remain other logic that can be studied. The temporal-domain simulator makes possible testing these new schemes.

Furthermore, to get the information on the phase, SPICA-FT either uses the MIRC-X all-in-one configuration or the integrated-optics component encoding the fringes following the ABCD principle. This simulator enables us to study more sensitive fringe demodulation techniques by getting closer to the Nyquist criteria limit.

## 5. CONCLUSION

We have given an overview of the developments of the two main parts of the CHARA/SPICA instrument made at Observatoire de la Côte d'Azur.

SPICA-FT is based on 6T-ABCD integrated optics beam combiner for the encoding of the 15 baselines and a servo logic inspired from the fringe tracker of VLTI/GRAVITY. The preliminary tests on-sky and in laboratory give confidence on its capacity to track the fringes with residuals lower than  $\lambda/33$  at  $1.65 \mu\text{m}$  up to magnitude 7-8. New architectures and servo logics may come improving its performance in the next years.

SPICA-VIS is designed with the goal to get a high accuracy on faint targets and low visibilities necessary for the direct diameter measurement of a large number of stars, ranging from M to O spectral types. The low spectral resolution  $R = 140$  on the bandwidth  $0.6 - 0.9 \mu\text{m}$  brings the sensitivity necessary for reaching stars of magnitude 8 and an interesting coverage of the  $(u,v)$  plane for surface imaging of suited stars. Higher spectral

modes  $R = 3000$  and  $R = 10\,000$  will give access to important knowledge on the stellar activity. It will measure visibilities of 0.1 with an accuracy of 1%. The high signal-to-noise necessary for reaching these performance is made possible by the new fringe tracker and the spatial filtering properties of single-mode fibers. It is expected to be on sky at the end of 2021 and to start the science operation by mid 2022.

## ACKNOWLEDGMENTS

The CHARA/SPICA instrument is funded by CNRS, Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, and by the Région Sud. The CHARA Array is supported by the National Science Foundation under Grant No. AST-1636624 and AST-1715788. Institutional support has been provided from the GSU College of Arts and Sciences and the GSU Office of the Vice President for Research and Economic Development. The postdoc fellowship of FP is funded through the European H2020 OPTICON program, with the grant agreement n°730 890. FC thanks support from Onera’s Direction Scientifique Générale.

## REFERENCES

- [1] Perraut, K., Cunha, M., Romanovskaya, A., Shulyak, D., Ryabchikova, T., Hecché, V., Nardetto, N., Mourard, D., Meilland, A., Morand, F., Tallon-Bosc, I., Farrington, C., and Lanthermann, C., “Benchmarking the fundamental parameters of Ap stars with optical long-baseline interferometric measurements,” 13 (2020).
- [2] Ligi, R., Dorn, C., Crida, A., Lebreton, Y., Creevey, O., Borsa, F., Mourard, D., Nardetto, N., Tallon-Bosc, I., Morand, F., and Poretti, E., “From the stellar properties of HD 219134 to the internal compositions of its transiting exoplanets,” 12 (2019).
- [3] Creevey, O. L., Thévenin, F., Berio, P., Heiter, U., Kervella, P., Morel, P., Pichon, B., Chiavassa, A., Nardetto, N., Perraut, K., Meilland, A., and Alister, H. A. M., “Benchmark stars for Gaia Fundamental properties of the Population II star HD 140283 from interferometric, spectroscopic, and photometric data,” 18 (2015).
- [4] Mayor, M. and Queloz, D., “A Jupiter-mass companion to a solar-type star,” *Nature* **378**, 355–359 (Nov. 1995).
- [5] Bruntt, H., “Asteroseismology with the WIRE satellite,” *Communications in Asteroseismology* **150**, 326 (June 2007).
- [6] Matthews, J., Kuschnig, R., Lanting, T., and Walker, G., “Ultraprecise photometry from space: simulations of the MOST space telescope performance,” *JRASC* **93**, 184 (Aug. 1999).
- [7] Baglin, A., Auvergne, M., Catala, C., Michel, E., Goupil, M. J., Samadi, R., Popielsky, B., and COROT Team, “The COROT Mission and its Seismology Programme (invited paper),” in [*IAU Colloq. 185: Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*], Aerts, C., Bedding, T. R., and Christensen-Dalsgaard, J., eds., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* **259**, 626 (2002).
- [8] Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., and Prsa, A., “Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results,” *Science* **327**, 977 (Feb. 2010).
- [9] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gallenne, A., Gieren, W., Thompson, I. B., Pilecki, B., Karczmarek, P., Górski, M., Suchomska, K., Taormina, M., Zgierski, B., Wielgórski, P., Kołaczkowski, Z., Konorski, P., Villanova, S., Nardetto, N., Kervella, P., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Storm, J., Smolec, R., and Narloch, W., “A distance to the Large Magellanic Cloud that is precise to one per cent,” *Nature* **567**, 200–203 (Mar. 2019).

- [10] Graczyk, D., Pietrzynski, G., Thompson, I. B., Gieren, W., Zgirski, B., Villanova, S., Gorski, M., Wielgorski, P., Karczmarek, P., Narloch, W., Pilecki, B., Taormina, M., Smolec, R., Suchomska, K., Gallenne, A., Nardetto, N., Storm, J., Kudritzki, R.-P., Kaluszynski, M., and Pych, W., “A distance determination to the Small Magellanic Cloud with an accuracy of better than 2 percent based on late-type eclipsing binary stars,” *arXiv:2010.08754 [astro-ph]* (Oct. 2020). arXiv: 2010.08754.
- [11] Chelli, A., Duvert, G., Bourgès, L., Mella, G., Lafrasse, S., Bonneau, D., and Chesneau, O., “Pseudomagnitudes and differential surface brightness: Application to the apparent diameter of stars,” *Astronomy & Astrophysics* **589**, A112 (May 2016).
- [12] Nardetto, N., “Pulsating stars and eclipsing binaries as distances indicators in the universe,” (2018).
- [13] Salsi, A., Nardetto, N., Mourard, D., Creevey, O., Huber, D., White, T. R., Hocdé, V., Morand, F., Tallon-Bosc, I., Farrington, C. D., Chelli, A., and Duvert, G., “Precise calibration of the dependence of surface brightness-colour relations on colour and class for late-type stars,” *Astronomy & Astrophysics* **640**, A2 (Aug. 2020). arXiv: 2007.01906.
- [14] Mourard, D., Berio, P., Clausse, J.-M., Martinod, M.-A., Nardetto, N., Perraut, K., Bailet, C., Bresson, Y., Cassaing, F., Dejonghe, J., Lagarde, S., Michau, V., Petit, C., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., and ten Brummelaar, T., “SPICA, a new 6T visible beam combiner for CHARA: science, design and interfaces,” in [*Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*], Mérand, A., Creech-Eakman, M. J., and Tuthill, P. G., eds., *Proc. SPIE* **10701**, 55, SPIE, Austin, United States (July 2018).
- [15] Mourard, D., Clausse, J. M., Marcotto, A., Perraut, K., Tallon-Bosc, I., Bério, P., Blazit, A., Bonneau, D., Bosio, S., Bresson, Y., Chesneau, O., Delaa, O., Hénault, F., Hughes, Y., Lagarde, S., Merlin, G., Roussel, A., Spang, A., Stee, P., Tallon, M., Antonelli, P., Foy, R., Kervella, P., Petrov, R., Thiebaut, E., Vakili, F., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Sturmman, J., Sturmman, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “VEGA: Visible spEctroGraph and polArimeter for the CHARA array: principle and performance,” *Astronomy & Astrophysics* **508**, 1073–1083 (Dec. 2009).
- [16] Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Ligi, R., Blazit, A., Clausse, J. M., Nardetto, N., Spang, A., Tallon-Bosc, I., Bonneau, D., Chesneau, O., Delaa, O., Millour, F., Stee, P., Bouquin, J. B. L., Goldfinger, P. J., and Monnier, J. D., “Spatio-spectral encoding of fringes in optical long-baseline interferometry,” **531**, 9 (2011).
- [17] ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., Bagnuolo, Jr., W. G., Turner, N. H., Sturmman, L., Sturmman, J., Berger, D. H., Ogden, C. E., Cadman, R., Hartkopf, W. I., Hopper, C. H., and Shure, M. A., “First Results from the CHARA Array. II. A Description of the Instrument,” *The Astrophysical Journal* **628**, 453–465 (July 2005).
- [18] Garcia, E. V., Muterspaugh, M. W., van Belle, G., Monnier, J. D., Stassun, K. G., Ghasempour, A., Clark, J. H., Zavala, R. T., Benson, J. A., Hutter, D. J., Schmitt, H. R., Baines, E. K., Jorgensen, A. M., Strosahl, S. G., Sanborn, J., Zawicki, S. J., Sakosky, M. F., and Swihart, S., “VISION: A Six-Telescope Fiber-Fed Visible Light Beam Combiner for the Navy Precision Optical Interferometer,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **128**, 055004 (May 2016). arXiv: 1601.00036.
- [19] Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Clausse, J.-M., Creevey, O., Martinod, M.-A., Meiland, A., Millour, F., and Nardetto, N., “SPICA, Stellar Parameters and Images with a Cophased Array: a 6T visible combiner for the CHARA array,” *Journal of the Optical Society of America A* **34**, A37 (May 2017).
- [20] Mourard, D., Challouf, M., Ligi, R., Bério, P., Clausse, J.-M., Gerakis, J., Bourges, L., Nardetto, N., Perraut, K., Tallon-Bosc, I., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Ridgway, S., Sturmman, J., Sturmman, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “Performance, results, and prospects of the visible spectrograph VEGA on CHARA,” 84450K, SPIE, Amsterdam, Netherlands (Sept. 2012).
- [21] Ten Brummelaar, T. A., Sturmman, J., Ridgway, S. T., Sturmman, L., Turner, N. H., McAlister, H. A., Farrington, C. D., Beckmann, U., Weigelt, G., and Shure, M., “THE CLASSIC/CLIMB BEAM COMBINER AT THE CHARA ARRAY,” *Journal of Astronomical Instrumentation* **02**, 1340004 (Dec. 2013).
- [22] Anugu, N., Le Bouquin, J.-B., Monnier, J. D., Kraus, S., Setterholm, B. R., Labdon, A., Davies, C. L., Lanthermann, C., Gardner, T., Ennis, J., et al., “MIRC-X: a highly-sensitive six telescope interferometric imager at the CHARA array,” *The Astronomical Journal* **160**(4), 158 (2020).

- [23] Lanthermann, C., Le Bouquin, J.-B., Anugu, N., Monnier, J., and Kraus, S., “Astronomical interferometry with near-IR e-APD at CHARA: characterization, optimization and on-sky operation,” in [*High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*], *Proc. SPIE* **10709**, 1070914, International Society for Optics and Photonics (2018).
- [24] Pannetier, C., Mourard, D., Cassaing, F., Lagarde, S., Le Bouquin, J., Sturmman, J., and ten Brummelaar, T., “Compensation of differential dispersion: application to multiband stellar interferometry,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (to be submitted).
- [25] Berger, “Preliminary results from the longitudinal dispersion compensation system for the CHARA array,” (2003).
- [26] V. Coudé du Foresto, Ridgway, S., and Mariotti, J.-M., “Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer,” *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **121**(2), 379–392 (1997).
- [27] Kraus, S., Monnier, J. D., Anugu, N., Bouquin, J.-B. L., Davies, C. L., Ennis, J., Labdon, A., Lanthermann, C., Setterholm, B., and Brummelaar, T. t., “The MIRC-X 6-telescope imager: Key science drivers, instrument design and operation,” *arXiv:1807.03794 [astro-ph]* (July 2018). arXiv: 1807.03794.
- [28] Narsireddy, A. and et al, “CHARA array adaptive optics: complex operational software and performance,” *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **259** (Dec. 2020).
- [29] Martinod, M. A., Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Meilland, A., Bailet, C., Bresson, Y., ten Brummelaar, T., Clause, J. M., Dejonghe, J., Ireland, M., Millour, F., Monnier, J. D., Sturmman, J., Sturmman, L., and Tallon, M., “Fibered visible interferometry and adaptive optics: FRIEND at CHARA,” *Astronomy & Astrophysics* **618**, A153 (Oct. 2018).
- [30] Martinod, M. A., Berio, P., Mourard, D., Perraut, K., Meilland, A., Millour, F., Clause, J. M., Spang, A., Bresson, Y., Dejonghe, J., Bailet, C., Tallon-Bosc, I., and Tallon, M., “Long baseline interferometry in the visible: first results of the FRIEND project,” *Proc. SPIE* **9907**, 99071H (Aug. 2016).
- [31] Perraut, K., Jocou, L., Berger, J. P., Chabli, A., Cardin, V., Chamiot-Maitral, G., Delboulbé, A., Eisenhauer, F., Gambérini, Y., Gillessen, S., Guieu, S., Guerrero, J., Haug, M., Hausmann, F., Joulain, F., Kervella, P., Labeye, P., Lacour, S., Lanthermann, C., Lapras, V., Le Bouquin, J. B., Lippa, M., Magnard, Y., Moulin, T., Noël, P., Nolot, A., Patru, F., Perrin, G., Pfuhl, O., Pocas, S., Poulain, S., Scibetta, C., Stadler, E., Templier, R., Ventura, N., Vizioz, C., Amorim, A., Brandner, W., and Straubmeier, C., “Single-mode waveguides for GRAVITY: I. The cryogenic 4-telescope integrated optics beam combiner,” *Astronomy & Astrophysics* **614**, A70 (June 2018).
- [32] Labeye, P., *Composants optiques intégrés pour l’Interférométrie astronomique*, theses, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG (Feb. 2008).
- [33] Lacour, S., Dembet, R., Abuter, R., Fédou, P., Perrin, G., Choquet, É., Pfuhl, O., Eisenhauer, F., Woillez, J., Cassaing, F., Wieprecht, E., Ott, T., Wiezorrek, E., Tristram, K. R. W., Wolff, B., Ramírez, A., Haubois, X., Perraut, K., Straubmeier, C., Brandner, W., and Amorim, A., “The GRAVITY fringe tracker,” *Astronomy & Astrophysics* **624**, A99 (Apr. 2019).
- [34] Choquet, É., Menu, J., Perrin, G., Cassaing, F., Lacour, S., and Eisenhauer, F., “Comparison of fringe-tracking algorithms for single-mode near-infrared long-baseline interferometers,” *Astronomy & Astrophysics* **569**, A2 (Sept. 2014). arXiv: 1406.4391.
- [35] Berger, D. H., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., ten Brummelaar, T. A., Anderson, M., Blum, J. L., Blasius, T., Pedretti, E., and Thureau, N., “CHARA Michigan phase-tracker (CHAMP): a preliminary performance report,” *Proc. SPIE* **7013**, 701319 (July 2008).
- [36] Colavita, M. M., Shao, M., and Staelin, D. H., “Atmospheric phase measurements with the Mark III stellar interferometer,” *Applied Optics* **26**, 4106 (Oct. 1987).
- [37] Conan, J.-M., Rousset, G., and Madec, P.-Y., “Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence,” *Journal of the Optical Society of America A* **12**, 1559 (July 1995).
- [38] Avila, R., Ziad, A., Borgnino, J., Martin, F., Agabi, A., and Tokovinin, A., “Theoretical spatiotemporal analysis of angle of arrival induced by atmospheric turbulence as observed with the grating scale monitor experiment,” *Journal of the Optical Society of America A* **14**, 3070 (Nov. 1997).
- [39] Buscher, D. F., Young, J. S., Baron, F., and Haniff, C. A., “Fringe tracking and spatial filtering: phase jumps and dropouts,” in [*Optical and Infrared Interferometry*], *Proc. SPIE* **7013**, 70131D, International Society for Optics and Photonics (2008).

- [40] Lanthermann, C., Anugu, N., Bouquin, J.-B. L., Monnier, J. D., Kraus, S., and Perraut, K., “Modeling the e-APD SAPHIRA/C-RED ONE camera at low flux level: an attempt of photon counting in the near-infrared with the MIRC-X interferometric combiner,” *Astronomy & Astrophysics* **625**, A38 (May 2019). arXiv: 1903.08444.
- [41] Houairi, K., Cassaing, F., Perrin, G., Eisenhauer, F., Brandner, W., Straubmeier, C., and Gillessen, S., “Fringe tracking optimization with 4 beams: application to GRAVITY,” 70131B (July 2008).

## Chapitre 4

# Observation interférométrique du visible au proche infrarouge : compensation de la dispersion longitudinale

J'ai présenté dans le Chap. 3 le spectro-interféromètre visible [SPICA-VIS](#). La basse résolution spectrale de cet instrument le rend très sensible aux pertes de contraste dues à la dispersion, décrite en Sec. 1.4.1. Par exemple, une différence de [LAR](#) de 10 m introduit un écart de position de l'enveloppe de cohérence de 50  $\mu\text{m}$  entre 0.6 et 0.9  $\mu\text{m}$ , ses deux longueurs d'ondes extrêmes. Avec une longueur de cohérence d'une centaine de micromètres, cela dégrade très fortement son contraste si cet effet n'est pas corrigé. Ceci est connu depuis les débuts de l'interférométrie stellaire optique et est partiellement corrigé avec la précision requise par les observations. Par exemple, grâce à des lames de verres à faces parallèles d'épaisseur réglable, communément nommées [Longitudinal Dispersion Compensator \(LDC\)](#), [CHARA](#) était capable de réaliser une correction suffisante. Cependant, les performances de [SPICA-VIS](#) sont fortement liées à celles du suiveur de frange [SPICA-FT](#) (cf. Chap. 6), opérant dans la bande spectrale H, avec lequel il doit fonctionner en harmonie. Pour faire fonctionner ces deux instruments ensemble, la première étape est de s'assurer que lorsque l'un observe des franges d'interférence, l'autre les observe aussi. Cela est possible uniquement si, dans les bandes spectrales des deux instruments, la dispersion est suffisamment faible pour y garantir un contraste de franges élevé. En outre, [CHARA](#) a souhaité rendre possible l'observation instantanée sur une très large bande spectrale allant de 0.6 à 2.45  $\mu\text{m}$  grâce à l'opération simultanée de trois des instruments qu'il héberge, ce que l'ancien [LDC](#) ne pouvait pas permettre.

J'ai donc développé au cours de ma thèse une nouvelle solution de correction de la dispersion longitudinale. Cette solution repose sur l'usage de deux niveaux de [LDC](#) et des lignes à retard internes (ou différentielles) de chaque instrument, en anglais [Differential Delay Lines \(DDL\)](#), permettant d'optimiser le [RSB](#) des mesures de visibilité des franges en basse résolution spectrale sur cette large bande spectrale. En comparaison avec les précédents travaux sur ce sujet, l'originalité de mon étude réside dans la recherche d'une solution optimale sur un ensemble disjoint de bandes spectrales en traitant au même niveau les [LAR](#) de [CHARA](#), celle des instruments ([DDL](#)) et les [LDC](#).

Dans ce chapitre, je détaillerai d'abord la problématique de la dispersion longitudinale puis présenterai l'étude réalisée pour déterminer le compensateur optimal pour [CHARA](#). Ce travail a fait l'objet de l'article [PANNETIER et al. \(2021\)](#), publié dans [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society \(MNRAS\)](#) et joint à la fin de ce chapitre en Sec. 4.5. Je présenterai ensuite les travaux complémentaires (démarchage des fournisseurs, définition des modes d'observation, alignement des [LDC](#), caractérisation, etc...) menés tout au long de ma thèse jusqu'à son installation complète sur [CHARA](#) en 2022.

## 4.1 La dispersion longitudinale dans un interféromètre stellaire au sol

### 4.1.1 La dispersion longitudinale diminue la visibilité instrumentale

Pour illustrer la problématique, la Fig. 4.1a représente l'interféromètre stellaire CHARA et ses trois instruments de nouvelle génération présentés en Sec. 2.1.1 et Chap. 3 et 6. Les LAR principales de CHARA, nommées Main Delay Lines (MDL), sont dans l'air. Deux instruments sur les trois sont en dehors de l'enveloppe de cohérence. Pour cette raison, des DDL, internes à chaque instrument, permettent de réduire le retard de groupe entre les instruments. Mais au sein de chaque instrument, le retard de groupe peut rester très élevé aux longueurs d'ondes extrêmes, les enveloppes de cohérences restant ainsi en dehors du détecteur (Fig. 4.1b).

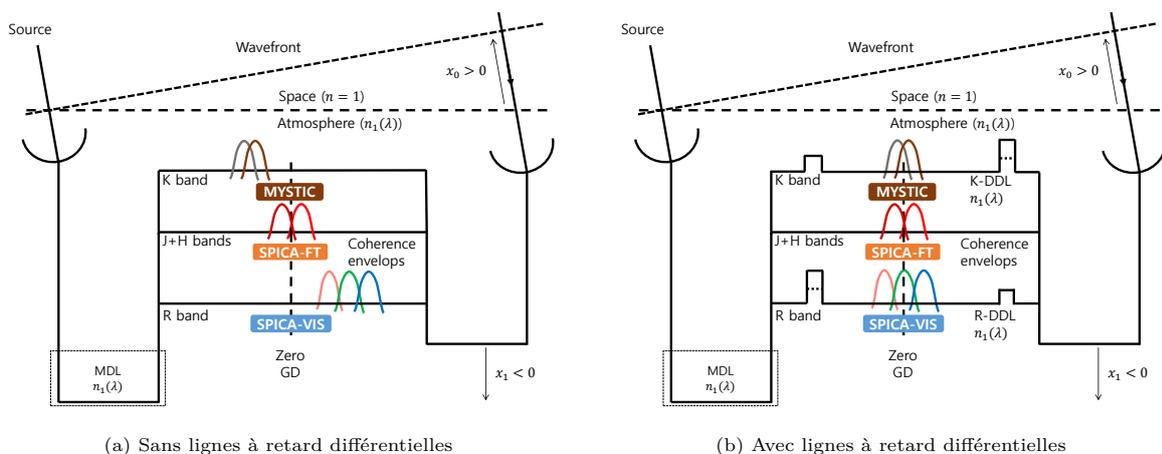
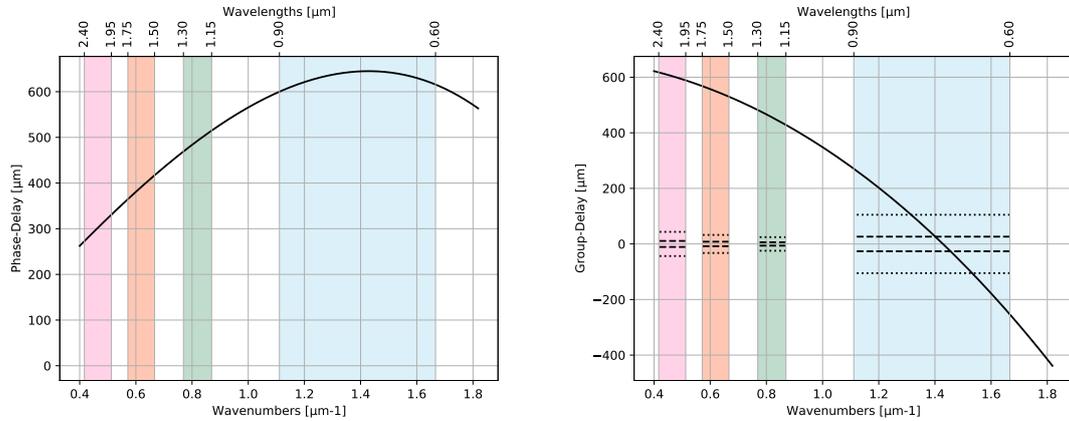


FIGURE 4.1 – Représentation du retard géométrique ( $x_0$ ) présent dans le cas d'un objet non zénithal et de l'impact sur les différents instruments d'un interféromètre stellaire au sol. La correction chromatique par les MDL introduisant un chemin optique  $\bar{x}_1(\sigma) = x_1 n_1(\sigma)$  ne permet d'annuler le retard de groupe que dans une seule bande spectrale (par convention le suiveur de frange, SPICA-FT) où le contraste des franges est donc le meilleur. Afin d'observer des franges d'interférences avec les autres instruments, il est nécessaire de les "cohérencer" entre eux, c'est-à-dire annuler le retard de groupe entre chaque, à l'aide de lignes à retard internes à chacun. Cependant le résidu de dispersion interne à chaque bande spectrale subsiste et peut être trop important si la résolution spectrale est très basse.

Ce problème est connu depuis les débuts de l'interférométrie stellaire optique (LABEYRIE, 1975) et est généralement partiellement corrigé en introduisant une épaisseur ajustable de verre dont l'indice de réfraction est choisi judicieusement. TANGO (1990) a posé la théorie associée dans un article en 1990 et c'est sur ce papier que se sont appuyés BRUMMELAAR (1995) et BERGER et al. (2003) afin de définir un LDC pour CHARA dès 2003. L'étude a alors mené au choix du SF10 pour sa loi de réfraction adaptée à la correction souhaitée et pour ses propriétés transmissives dans l'infrarouge par rapport à des verres plus courants comme le BK7. Cependant, comme avec les lignes à retard, cette compensation est encore chromatique et permet seulement de réduire l'ampleur de ce chromatisme en repliant la différence de phase sur une bande spectrale d'intérêt de manière analogue à un doublet achromatique afin d'observer sur une plus large bande spectrale. Une autre solution, qui nécessite cependant des développements plus lourds mais qui est actuellement développée par MROI (CREECH-EAKMAN et al., 2018), est de placer les LAR dans le vide. L'annulation du retard de groupe est alors obtenue par annulation de la différence de chemins optiques indépendamment de la longueur d'onde.

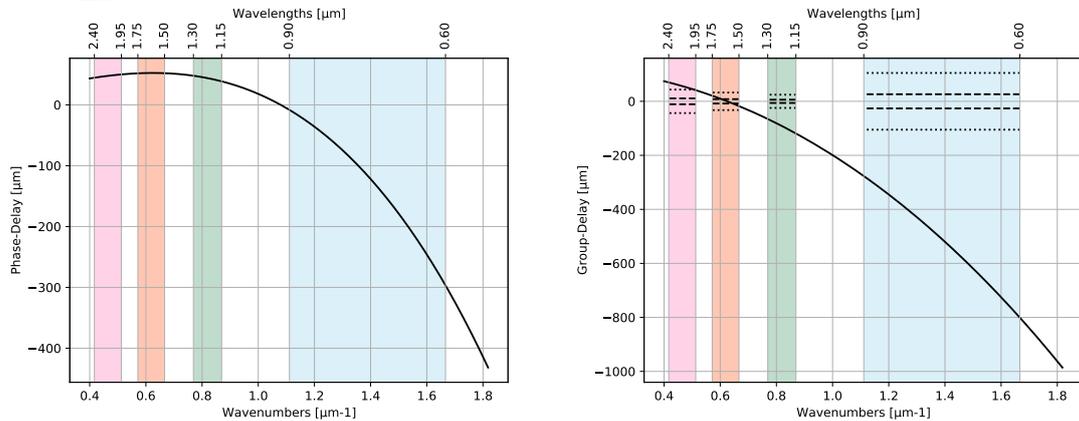
Installés dès les premières lumières de CHARA, les LDC permettaient, entre autres, de tirer les meilleures performances des instruments VEGA observant dans le visible à moyenne résolution spectrale ( $R = 3000$ ) et CLASSIC/CLIMB observant dans les bandes H et K à basse résolution spectrale. La dispersion longitudinale est moins contraignante dans l'infrarouge que dans le visible, l'indice de réfraction de l'air y évoluant moins vite, mais reste néanmoins trop importante pour des observations à très basse résolution spectrale comme le montre la Fig. 4.2 pour  $R = 20$ ). En effet, l'observation de franges d'interférences contrastées nécessite que le retard de groupe soit très inférieur à la longueur de cohérence de l'instrument, typiquement un quart de  $L_c$  pour un contraste de frange supérieur à 90%.

Les LDC permettaient donc des mesures à basse résolution dans le visible ou l'infrarouge, ou dans les deux bandes avec l'usage de lignes à retard différentielles et à condition que la résolution spectrale soit suffisamment haute dans le visible. Dans ces conditions les LDC assuraient des pertes de contraste dues à la dispersion inférieures à 5% dans l'ensemble des bandes spectrales des instruments (Fig. 4.3a).



(a) Retard de phase pour annulation du retard de groupe à  $\lambda = 750 \text{ nm}$ .

(b) Retard de groupe nul à  $\lambda = 750 \text{ nm}$ .



(c) Retard de phase pour annulation du retard de groupe à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$

(d) Retard de groupe nul à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$

FIGURE 4.2 – Retard de phase et de groupe après compensation d'une différence de marche de 90 mètres avec les lignes à retard de CHARA, pour annulation du retard de groupe au milieu de la bande visible (a et b) ou de la bande H (c et d). Les bandes visible, {J + H} et K sont associées respectivement aux instruments SPICA-VIS, SPICA-FT/MIRC-X et MYSTIC. Les lignes en pointillés et en tirets représentent respectivement la longueur de cohérence (contraste de frange nul pour cette valeur de retard de groupe puis inférieur à 21% au-delà) et un quart de la longueur de cohérence (contraste supérieur à 90% dans la zone encadrée par cette limite). L'unique correction par les lignes à retard de CHARA n'est donc pas suffisante pour observer des franges d'interférences à basse résolution spectrale sur toute la bande, quelle que soit la bande choisie (et particulièrement dans la bande visible).

## 4.1.2 Nouvelle génération de spectro-interféromètres basse résolution sur CHARA

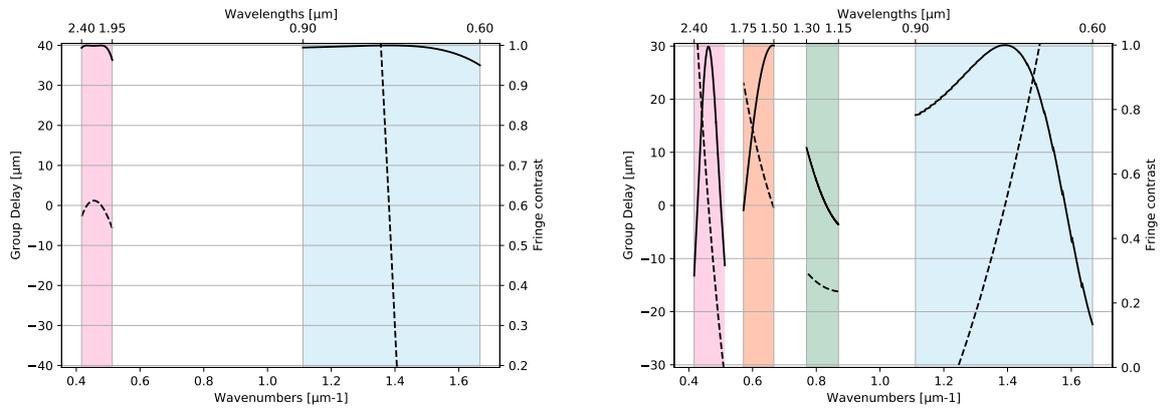
Mais depuis 2018, CHARA voit l'arrivée d'une nouvelle génération de spectro-interféromètres dont l'objectif est maintenant de pousser la sensibilité au maximum grâce notamment à l'avènement des caméras à amplification d'électrons dans le visible et le proche infrarouge. Ces instruments ont été présentés en détail en Sec. 2.1.1. J'en récapitule dans le Tab. 4.1 quelques caractéristiques importantes pour notre problématique.

Pour le cas d'observation SPICA-VIS assistée par SPICA-FT, mais aussi pour des cas plus ambitieux tels que des observations simultanées sur très large bande impliquant les instruments SPICA-VIS, SPICA-FT et MYSTIC, le compensateur de dispersion longitudinale en SF10 devenait limitant. La longueur de cohérence des trois instruments ne dépassant plus la centaine de micromètres, il devient

TABLE 4.1 – Récapitulatif des instruments présents sur CHARA en 2022 et de la résolution spectrale minimale utilisée.

Instrument	Commissioning	Bande spectrale	DDL	Résolution
CLASSIC/ CLIMB	2013	J, H or K	Y	Large bande
MIRCx	2018	J, H	Y	20
MYSTIC	2018	K	Y	20
SPICA-FT	2022	H	Y	20
PAVO	2008	630-900 nm	Y	30
SPICA-VIS	2022	600-900 nm	Y	140

crucial de réduire fortement le retard de groupe comme le montrent les courbes de la Fig. 4.3b dans le cas le plus critique (90 m d’air) : bien que le retard de groupe dépasse rarement 30  $\mu\text{m}$  en valeur absolue, le contraste des franges est rarement supérieur à 90 %. De plus, il était constaté que la transmission du SF10 était maintenant limitante dans l’infrarouge compte tenu des performances souhaitées pour MYSTIC.



(a) Observation avec VEGA (bande R; R=6000) et CLASSIC/CLIMB (bande K - R=20)

(b) Observation avec SPICA-VIS (bande R; R=140), SPICA-FT (bande J et H; R=20) et MYSTIC (bande K; R=20).

FIGURE 4.3 – Correction de la dispersion longitudinale avec le compensateur historique de CHARA dans les cas d’observation VEGA+CLIMB et SPICA-VIS + SPICA-FT + MYSTIC. Les lignes en pointillé indiquent le retard de groupe et les lignes pleines donnent le contraste de frange que peut attendre chaque instrument (en prenant en compte la résolution spectrale de chacun). Les simulations ont été faites pour des lignes à retard égales à 90 m, le cas le plus critique.

C’est pourquoi j’ai déterminé au cours de ma thèse une nouvelle solution de compensation de la dispersion longitudinale reposant aussi sur l’usage de LDC et DDL et optimisant le RSB des mesures de visibilité des franges dans le cas d’une observation impliquant tous les instruments à basse résolution spectrale de 0.6 à 2.45  $\mu\text{m}$ . Bien que les résultats de cette étude se trouvent dans PANNETIER et al. (2021), je vais en reprendre les points principaux dans les sections suivantes.

### 4.1.3 Compensation de la dispersion longitudinale par l’introduction de milieux dispersifs

#### Méthode historique

La théorie derrière la correction de la dispersion longitudinale au moyen de lames de verre à face parallèle et d’épaisseurs ajustables de verre a été développée par TANGO (1990). Comme schématisé sur la Fig. 4.4a, un LDC consiste donc généralement en deux prismes du même verre disposés tête-bêche pouvant se déplacer parallèlement à leur interface commune de manière à créer une lame à faces parallèles d’épaisseur ajustable. Sur CHARA, quelle que soit la paire de MDL, leur différence de longueurs peut prendre toutes les valeurs entre -45 m et 45 m. Une solution comportant un LDC correspond donc à une paire de prismes sur chaque bras interférométrique impliqué, ce qui permet d’introduire des différences d’épaisseurs négatives ou positives. Ainsi, pour CHARA et ses six télescopes, un étage de

LDC correspond à six paires de prismes (visibles sur la Fig. 4.4b) et deux étages correspondent à 12 paires de prismes. Pour simplifier le problème et parce que sa généralisation à six télescopes est directe, nous raisonnerons ici pour un interféromètre stellaire à deux télescopes.

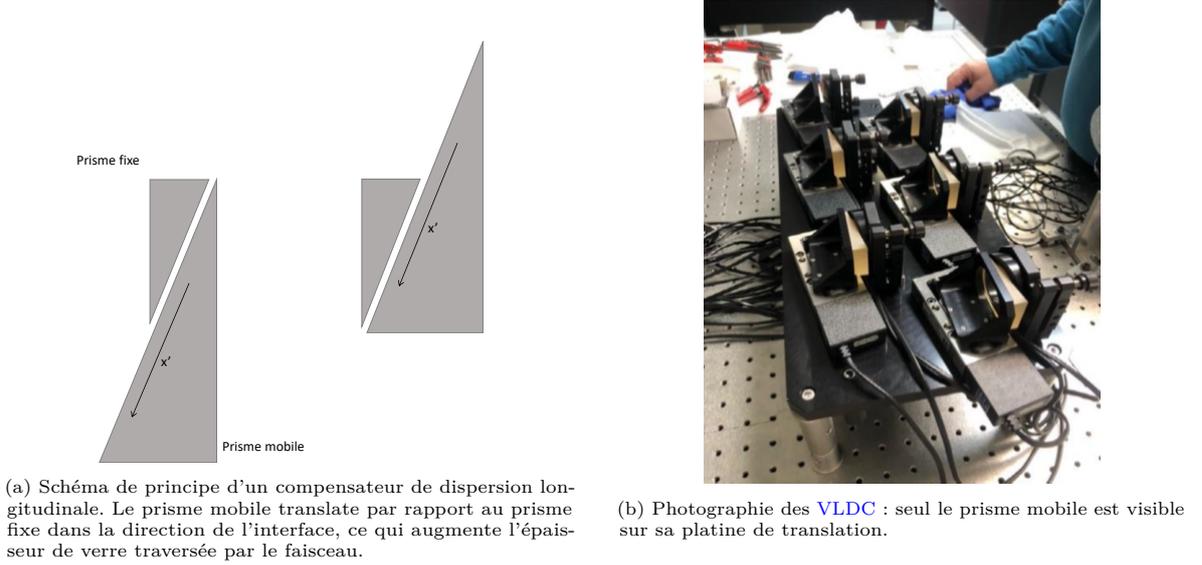


FIGURE 4.4 – Compensateur de dispersion longitudinale sur CHARA.

Considérons donc deux faisceaux traversant  $N$  milieux ayant chacun une loi de dispersion  $n_i(\sigma)$ . On définit l'OPD comme :

$$X(\sigma) = \sum_i n_i(\sigma)x_i, \quad (4.1)$$

où le nombre d'onde  $\sigma$  est l'inverse de la longueur d'onde du champ électromagnétique et  $x_i$  est la différence d'épaisseur algébrique du  $i$ -ème milieu entre les deux bras. Par convention, un excès d'épaisseur est positif quand l'épaisseur est plus grande dans le bras où se fait le retard géométrique  $x_0$ . L'excès d'épaisseur d'air dans les MDL est noté  $x_1$ . Une illustration simplifiée est donnée en Fig. 4.5.

Le retard de phase s'écrit :

$$\Phi(\sigma) = 2\pi\sigma X(\sigma). \quad (4.2)$$

ce qui donne pour le retard de groupe, d'après l'Eq. 1.39, l'expression simple :

$$\Psi(\sigma) = \sum_i n_{gi}(\sigma)x_i, \quad (4.3)$$

où  $n_{gi}$  est l'indice de groupe du milieu  $i$ , défini comme :

$$n_{gi}(\sigma) = n_i(\sigma) + \sigma \frac{dn_i}{d\sigma}(\sigma). \quad (4.4)$$

Sous la condition de faible variation de phase  $\Phi$  sur une courte distance spectrale  $s$  à partir du nombre d'onde moyen  $\bar{\sigma}$ , le développement de Taylor du retard de phase donne :

$$\Phi(\bar{\sigma} + s) = \Phi(\bar{\sigma}) + 2\pi[(x_0 + \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x})s + \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x}s^2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x}s^3 + O(s^4)], \quad (4.5)$$

avec  $O$  la notation asymptotique et où le vecteur  $(\mathbf{b}_j)_{j \in \mathbb{N}}$  contient la dérivée  $j^{\text{ème}}$  des fonctions  $f_i(\sigma) = \sigma n_i(\sigma)$  où  $i \in [1, N]$  indique toujours le milieu traversé. Par exemple le premier terme du coefficient  $b_2$  est le second ordre du développement limité de la fonction  $f_1(\sigma) = \sigma n_1(\sigma)$ . On identifie alors trois termes :

- le retard de phase  $\Phi(\bar{\sigma})$  au nombre d'onde moyen  $\bar{\sigma}$ ,
- le retard de groupe au nombre d'onde moyen  $\bar{\sigma}$  responsable du déplacement de l'enveloppe de cohérence :

$$\check{\Psi} = x_0 + \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x}, \quad (4.6)$$

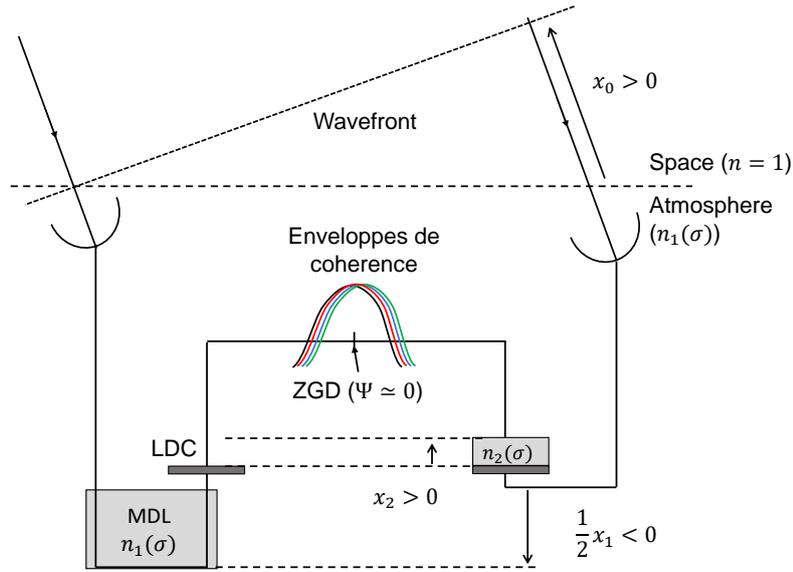


FIGURE 4.5 – Correction de la dispersion sur une bande spectrale grâce à l’introduction d’une épaisseur différentielle de verre  $x_2$  entre les deux chemins optiques de l’interféromètre. Cette correction vient en complément de l’annulation du retard de groupe moyen obtenue grâce à l’épaisseur différentielle  $x_1$  des lignes à retard. Les enveloppes de cohérence dans les différents canaux spectraux du spectro-interféromètre sont ainsi centrées sur le détecteur et la visibilité des franges y est donc maximale.

- la fonction de dispersion pure, qui réduit le contraste de frange au sein d’un canal spectral si elle n’y est pas nulle :

$$\check{\xi}(s) = 2\pi(\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x}s^2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x}s^3) + O(s^4). \quad (4.7)$$

TANGO (1990) a démontré que, dans l’hypothèse de faible dispersion, le contraste des franges à la position de retard de groupe nul (ZGD) sur un canal spectral donné  $\Sigma$  est associé à la fonction de dispersion pure par l’approximation :

$$C_{\xi, \Sigma} = C_{\Phi, \Sigma}(\Psi = 0) \simeq 1 - \text{Var}[\check{\xi}]. \quad (4.8)$$

À partir de l’Eq. (4.8), Tango conclut alors que maximiser le contraste de frange à la ZGD sur un canal spectral donné revient à minimiser la variance du résidu de dispersion.

Après développement de l’écart-type de la fonction de dispersion  $\xi$ , et sans oublier la condition sur le retard de groupe nul, il vient alors que le contraste de frange est maximisé en vérifiant par ordre de priorité les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x} &= -x_0 \\ \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x} &= 0 \\ \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x} &= 0 \\ &\dots \\ \mathbf{b}_N \cdot \mathbf{x} &= 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

Ces conditions proposées par Tango sont très pratiques à la fois pour leur simplicité et leur signification physique explicite. Adaptées pour maximiser le contraste de frange sur une bande spectrale donnée, elles ne sont cependant pas utilisables telles quelles pour notre cas spécifique d’observation sur plusieurs bandes spectrales disjointes. En effet, supposons que l’on observe avec quatre instruments équipés de DDL dans quatre bandes spectrales différentes. En plus des DDL qui vont annuler le retard de groupe moyen de chaque instrument, on ajoute un, voire deux, étages de LDC. Les MDL et DDL ayant annulé la première équation des Eq. 4.9 pour chaque bande spectrale, on peut utiliser les LDC pour vérifier des équations supplémentaires. Mais dès la deuxième équation nous en avons une par bande spectrale pour au maximum deux LDC (la présence de plus de LDC dégraderait fortement la

transmission). Nous ne pouvons donc pas vérifier les secondes équations en même temps pour chaque bande spectrale et devons donc, pour régler notre problème multibande, développer un critère mieux adapté.

#### 4.1.4 Compensation multibandes de la dispersion longitudinale

J'ai donc repris la théorie ci-dessus pour développer un nouveau critère qui me permette, à partir d'un retard géométrique  $x_0$ , des bandes spectrales et d'un jeu de milieux dispersifs donné, de déterminer de manière unique l'épaisseur de ces milieux qui maximise le contraste des franges pour l'ensemble des instruments mis en jeu. L'explication détaillée du raisonnement menant à l'équation qui permet de déterminer ce jeu unique d'épaisseurs est donnée dans PANNETIER et al. (2021), mais en voici la philosophie.

Plutôt que de définir la dispersion résiduelle aux positions de retard de groupe nul, je ne sépare pas ces différents ordres de dispersion puisqu'ils ont tous le même effet : diminuer le contraste des franges. Ainsi, dans l'approximation de faible différence de phase  $\Phi$  sur toute la bande  $\Sigma$  qui est l'objectif recherché, le contraste des franges sur cette bande peut s'exprimer :

$$C_{\Phi, \Sigma} \simeq \exp(-\text{Var}_{\Sigma}[\Phi]/2). \quad (4.10)$$

Or la différence de phase chromatique, définie en Eq. 4.2, est une fonction de  $\sigma$  et de l'épaisseur  $x_i$  des milieux traversés. Sa variance sur les nombres d'onde devient donc une fonction uniquement de l'épaisseur des milieux traversés, qui plus est quadratique sur ces variables. Autrement dit :

$$C_{\Sigma}(\mathbf{x}) \simeq \exp(-\text{Var}_{\Sigma}[\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)]/2). \quad (4.11)$$

Partant de ce cas plus général, l'objectif est maintenant de maximiser le contraste sur toute la bande spectrale  $\Sigma$ , celle-ci pouvant être continue ou non. Il n'y a aucune nécessité à définir une longueur d'onde centrale autour de laquelle faire un développement limité pour définir des retards de groupes et fonctions de dispersion comme l'a fait Tango. On introduit alors une quantité qui évolue dans le sens inverse à  $C_{\Sigma}$ ,

$$L(\mathbf{x}) = - \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \log C_{\Sigma}(\mathbf{x}) \quad (4.12)$$

et qui présente l'avantage d'être quadratique en  $\mathbf{x}$  et de donner la possibilité de pondérer grâce aux facteurs  $W$  le niveau de correction souhaité sur chaque bande spectrale. Étant quadratique, cette fonction possède un unique minimum obtenu en  $\mathbf{x}_{opt}$  vérifiant l'équation  $\frac{\partial L}{\partial \mathbf{x}_{opt}}(\mathbf{x}_{opt}) = 0$ . La résolution de cette équation mène à l'équation matricielle linéaire suivante :

$$\mathbf{x}'_{opt} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{d}, \quad (4.13)$$

où :

1.  $\mathbf{d} = (d_i)_{i \in [1, N]}$  avec  $d_i$  la covariance (notée Cov) entre la loi de dispersion du milieu  $i$  et celle du résidu de phase après correction du retard de groupe moyen par les MDL :

$$\begin{aligned} d_i &= -x_0 \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \int_{\Sigma} (\tilde{n}_{\epsilon}(\sigma) - \langle \tilde{n}_{\epsilon} \rangle) (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) d\sigma, \\ d_i &= -x_0 \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \Delta \sigma_{\Sigma} \text{Cov}[\tilde{n}_{\epsilon}, \tilde{n}_i]_{\Sigma}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

avec :

- $\langle \cdot \rangle$  la fonction moyenne sur  $\Sigma$ ,
- $\tilde{n}_{\epsilon}(\sigma) = \sigma [1 - n_{\text{air}}(\sigma)/n_{g, \text{air}}(\sigma_0)]$  correspondant au résidu de dispersion après correction *a priori* pour annulation du retard de groupe au nombre d'onde  $\sigma_0$ ,
- $\tilde{n}_i(\sigma) = \Pi_i(\sigma) \sigma n_i(\sigma)$ ,
- $\Pi_i$  une fonction booléenne égale à 1 sur les bandes spectrales où le milieu  $i$  est présent et 0 ailleurs.

2.  $\mathbf{M} = (m_{ij})_{(i,j) \in [1,N]^2}$  avec  $m_{ij}$  la covariance des lois de dispersion des milieux dispersifs  $i$  et  $j$  :

$$\begin{aligned} m_{ij} &= \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \int_{\Sigma} (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) (\tilde{n}_j(\sigma) - \langle \tilde{n}_j \rangle) d\sigma, \\ m_{ij} &= \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \Delta\sigma_{\Sigma} \text{Cov}[\tilde{n}_i, \tilde{n}_j]_{\Sigma}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

3.  $\mathbf{x}'_{opt}$  est le vecteur des excès d'épaisseur de tous les milieux dispersifs du problème après la correction partielle *a priori* avec les MDL.

La correction *a priori* par les MDL a été nécessaire pour pallier au mauvais conditionnement du problème comme expliqué en Ann. A.1 avec le cas spécifique de SPICA-VIS et SPICA-FT. C'est pour cette raison que la solution à l'Eq. 4.13 n'est pas  $\mathbf{x}_{opt}$ , vecteur pour lequel l'épaisseur des MDL, traitées au même titre que les autres milieux, est de plusieurs mètres alors que les autres épaisseurs sont de l'ordre du millimètre, mais  $\mathbf{x}'_{opt}$ , vecteur dont la composante correspondant à l'épaisseur d'ajustement des MDL est de l'ordre du millimètre comme les autres composantes.

Ainsi, pour un ensemble de  $N$  milieux (MDL, DDL, LDC) introduits dans le chemin optique de l'interféromètre et caractérisés par leur loi de réfraction  $n_i(\sigma)$  ( $i \in [1, N]$ ), on obtient grâce à l'Eq. 4.13 un unique jeu d'épaisseurs  $x_{i \in [1, N]}$  qui maximise le contraste de frange sur l'ensemble des bandes spectrales souhaitées avec la possibilité de pondérer leurs niveaux de correction.

Cette équation ne tient cependant pas compte de la transmission du milieu dispersif. Or comme je l'ai expliqué en introduction de la problématique, l'une des raisons pour lesquelles nous remplaçons le LDC actuel est précisément sa transmission désavantageuse dans les grandes longueurs d'onde. La perte en transmission a en effet un impact direct sur le RSB de la mesure interférométrique puisqu'elle diminue la quantité d'énergie du signal. Je définis le facteur de perte de RSB sur la bande spectrale  $\Sigma$  comme :

$$\Gamma_{\Sigma} = T_{\Sigma} \cdot C_{\Phi, \Sigma}^2, \quad (4.16)$$

où  $T_{\Sigma}$  est la transmission totale des milieux et  $C_{\Phi, \Sigma}$  le contraste de frange pour une dispersion résiduelle  $\Phi$  après correction par la solution de dispersion.

Ce critère final peut ainsi être utilisé pour connaître l'efficacité de la solution au regard de la correction de la dispersion et de la transmission totale comme détaillé dans l'article.

## 4.2 Nouveaux compensateurs de dispersion longitudinale pour CHARA

### 4.2.1 La configuration LDC optimale pour l'observation multibandes avec CHARA

La problématique pour CHARA est donc de déterminer une solution de compensation de la dispersion longitudinale qui permette de réduire au maximum la perte de RSB sur les mesures de visibilité lors d'observations simultanées en bande R, J, H et K à basse résolution spectrale. Concrètement, l'objectif est de garantir à tous les instruments un contraste de frange supérieur à 95 % à basse résolution spectrale.

Pour cela, j'ai à ma disposition l'ensemble des verres du marché et une contrainte liée à l'encombrement dans le laboratoire de recombinaison de CHARA : il est notamment impossible de positionner des LDC dans la bande infrarouge uniquement.

Mon étude s'est déroulée en deux étapes :

1. En utilisant l'Eq. 4.13, j'ai sélectionné un nombre restreint de solutions de compensation apportant un contraste de frange satisfaisant. Pour cela, j'ai considéré plus de 340 verres grâce à la librairie ZemaxGlass<sup>1</sup> qui donne accès à tous les verres des fabricants principaux tels que Schott<sup>2</sup>, CDGM<sup>3</sup> ou encore OHARA<sup>4</sup>.

1. <https://github.com/nzhagen/zemaxglass>

2. <https://www.schott.com/english/index.html>

3. <http://cdgmglass.com/>

4. <https://www.oharacorp.com/>

2. En prenant en compte la transmission de chacune de ces solutions, j'ai calculé leur **RSB** sur la mesure de visibilité pour déterminer laquelle donnait finalement les meilleures performances.

TABLE 4.2 – Performances des deux meilleurs verres visibles (SF66 et P-SF68), du verre SF10 constituant le précédent **LDC** et du verre infrarouge ZnS Broad pour des observations à très large bande quand les **MDL** sont longues de 90 mètres. La transmission est calculée pour une épaisseur de  $7 + x$  mm car le **LDC** a une épaisseur minimale de 7 mm par construction. Le contraste de frange moyen est calculé sur l'ensemble des bandes spectrales.

<b>MLDC</b>	SF66	P-SF68	SF10	ZnS Broad
Excès d'épaisseur $x$	7	10	9	3
$C_{\Phi,\Sigma}$ moyen	0.91	0.88	0.73	0.98
$C_{\Phi,\Sigma}$ minimum (bande)	0.33 (J)	0.25 (J)	0.25 (J)	0.58 (R)
Transmission à 0.75 $\mu\text{m}$	0.995	0.996	0.997	0.92
Transmission à 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.983	0.980	0.99
Transmission à 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.875	0.99

Le Tab. 4.2 donne le résultat à l'issue d'une première itération ne faisant intervenir qu'un étage de **LDC** dans le faisceau commun à toutes les bandes spectrales, pour cette raison appelé **Main Longitudinal Dispersion Compensators (MLDC)**. Malheureusement, aucune solution ne permet d'obtenir un contraste de frange suffisant sur toutes les bandes spectrales à la fois. La meilleure, utilisant le SF66, offre un contraste de frange de 0.91 en moyenne sur l'ensemble des bandes spectrales utilisées mais le contraste chute à 0.33 dans la bande spectrale J.

J'ai donc élargi l'étude à la possibilité d'ajouter un étage de **LDC** après la lame dichroïque séparant les bandes visible et infrarouge, du côté des instruments visibles SPICA-VIS et PAVO, pour cette raison nommé **Visible Longitudinal Dispersion Compensators (VLDC)**. Les meilleures solutions obtenues après cette nouvelle optimisation, mettant en jeu toutes les paires de verre possibles parmi les 340 verres disponibles, sont réunies dans le Tab. 4.3. Cette fois il y a bien une solution donnant satisfaction avec un contraste de frange moyen de 0.97, un contraste minimal de 0.78 dans les extrêmes de la bande K (comme on verra plus en détail dans la section suivante) et une transmission qui reste raisonnable sur toutes les bandes. L'usage de SF66 et S-NPH3 pour le **VLDC** donne les mêmes performances. Comme pour le précédent **LDC** utilisant du SF10, la transmission n'est pas parfaite dans la bande K, mais l'augmentation du contraste de frange permet tout de même d'en tirer une amélioration. Nous allons maintenant voir plus en détail ce que l'on peut attendre de cette solution.

TABLE 4.3 – Performances de contraste de frange et transmission obtenues avec les deux meilleurs verres visibles (SF66 and P-SF68) et le verre infrarouge ZnS Broad dans le cas d’observations à très large bande quand les MDL sont longues de 90 mètres. Les performances obtenues avec le verre du précédent LDC (SF10) sont également présentées pour comparaison.

VLDC	MLDC	SF66	P-SF68	SF10	ZnS Broad
SF66	$x$ (MLDC)	7	7	15	3
	$x$ (VLDC)	2	2.5	3.3	1.5
	$C_{\Phi,\Sigma}$ moyen	0.97	0.95	0.84	0.99
	$C_{\Phi,\Sigma}$ minimal (bande)	0.78 (K)	0.63 (K)	0.63 (K)	0.95 (R)
	Transmission à 0.75 $\mu\text{m}$	0.992	0.997	0.992	0.92
	Transmission à 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.987	0.972	0.99
	Transmission à 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.835	0.99
S-NPH3	$x$ (MLDC)	7	10	15	3
	$x$ (VLDC)	1.7	2	2.7	0.5
	$C_{\Phi,\Sigma}$ moyen	0.97	0.95	0.84	0.99
	$C_{\Phi,\Sigma}$ minimal (bande)	0.78 (K)	0.63 (K)	0.63 (K)	0.47 (R)
	Transmission à 0.75 $\mu\text{m}$	0.994	0.996	0.992	0.92
	Transmission à 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.983	0.972	0.99
	Transmission à 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.835	0.99

#### 4.2.2 Performances attendues pour les observations SPICA-VIS assistées de SPICA-FT

En conclusion, la solution optimale schématisée en Fig. 4.6 consiste en deux étages de LDC composés de SF66. Le premier étage (MLDC) est situé dans les faisceaux communs, et le deuxième (VLDC) est placé dans les faisceaux visibles uniquement, après les dichroïques qui séparent le visible et l’infrarouge à l’entrée du laboratoire de recombinaison.

Les performances attendues pour les modes d’observation principaux ont été traitées en détail dans PANNETIER et al. (2021) et je les récapitule dans le Tab. 4.4. En ce qui concerne le mode d’observation qui nous intéresse plus particulièrement, à savoir SPICA-VIS et son suiveur de frange SPICA-FT, la Fig. 4.7a permet une comparaison du contraste de franges auquel on peut s’attendre dans le cas où l’on n’utilise pas le MLDC (traits bleus) et dans le cas où on l’utilise (traits noirs). Le contraste des franges reste supérieur à 97% sur toute la bande spectrale de SPICA-VIS et quasiment intact sur la bande spectrale de SPICA-FT tandis qu’il descendrait en dessous de 90% sur la moitié de cette même bande en l’absence de MLDC. De plus, la transmission des verres étant quasiment totale sur ces bandes, le facteur d’atténuation du RSB sur la mesure de visibilité reste supérieur à 93% et 96% pour SPICA-VIS et SPICA-FT respectivement. On a donc tout intérêt à utiliser cette solution à double étages pour les observations à basse résolution spectrale avec SPICA-VIS impliquant SPICA-FT.

Les observations simultanées sur toutes les bandes spectrales sont elles aussi permises puisque le contraste de frange reste supérieur à 95% sur toutes les bandes spectrales mis à part sur une petite moitié de la bande K. En revanche, avec cette solution, je ne suis pas parvenu à régler totalement le problème de la transmission dans cette bande puisque celle-ci est de 87% au milieu de la bande contribuant à la chute du facteur d’atténuation du RSB qui tombe à 47% à 2.45  $\mu\text{m}$ . Mais pour rendre compte des performances totales de MYSTIC dans ce cas précis, il faut aussi considérer l’augmentation des performances du suivi de franges que permet la présence des LDC. Ainsi, les performances finales peuvent être meilleures en présence du LDC malgré cette absorption.

L’étude a aussi montré qu’une solution optimale existait dans le cas où on aurait suffisamment

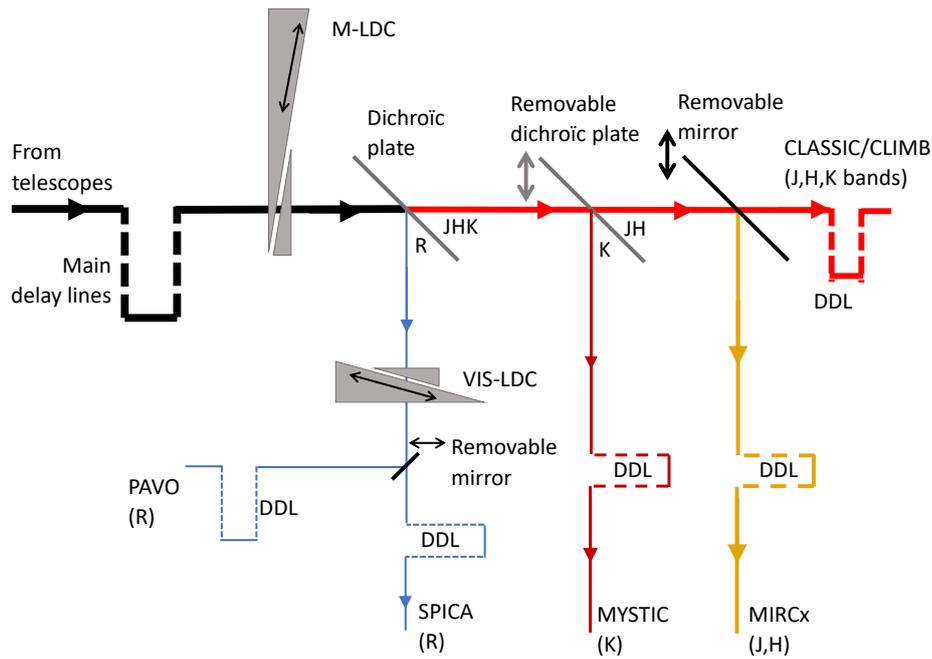
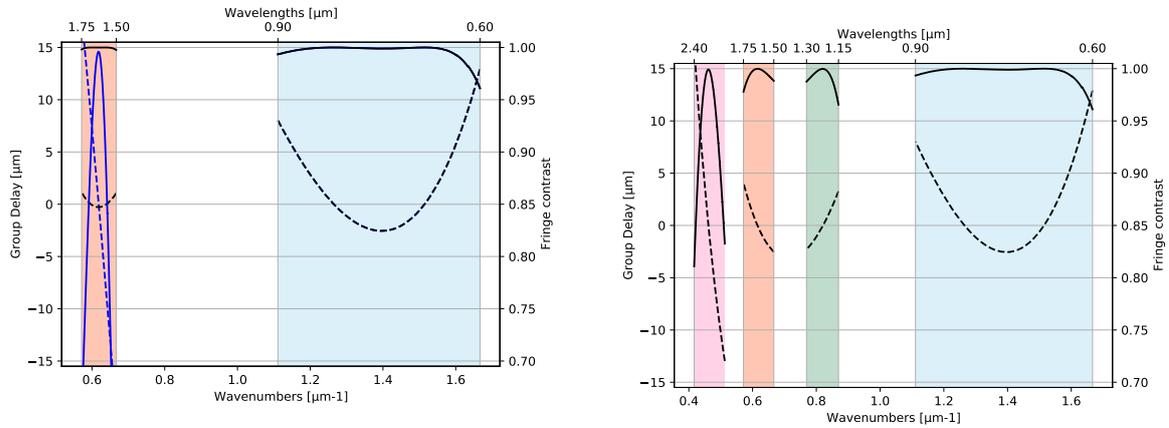


FIGURE 4.6 – Correction de la dispersion sur toutes les bandes spectrales impliquées lors d’une observation avec SPICA-VIS, SPICA-FT et MYSTIC. Pour obtenir la correction optimale, nous utilisons les lignes à retard de CHARA (MDL), celles de SPICA-VIS (R-DDL) et MYSTIC (K-DDL) ainsi qu’un étage de LDC commun (MLDC) et un spécifique au chemin optique allant vers SPICA-VIS (VLDC).

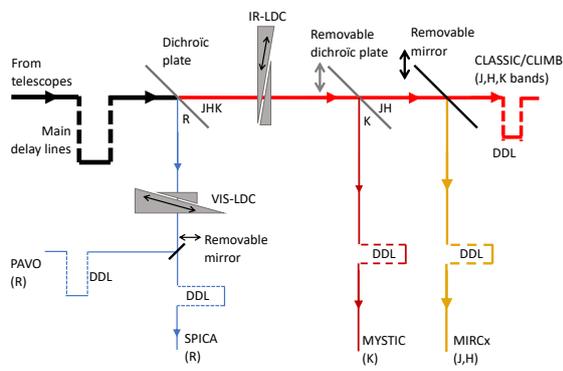


(a) SPICA-VIS et SPICA-FT avec (noir) et sans (bleu) le MLDC.

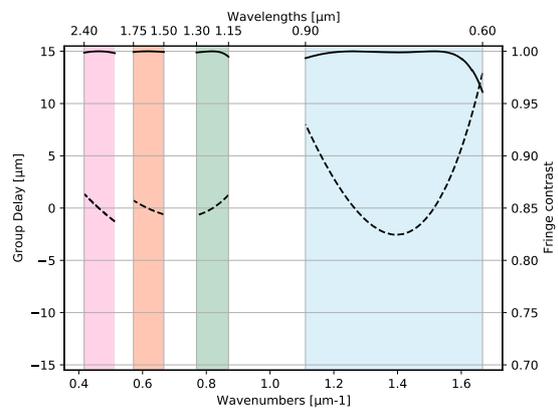
(b) SPICA-VIS, MIRCx (J,H) et MYSTIC.

FIGURE 4.7 – Retard de groupe (pointillés) et contraste de frange associé (traits pleins) avec la nouvelle solution de correction de la dispersion longitudinale pour deux modes d’observation différents : SPICA-VIS+SPICA-FT et tous les instruments en simultané. Sur la Fig. 4.7a, deux corrections sont présentées : en noir la correction utilisant les MLDC et en bleu celle ne les utilisant pas.

d’espace derrière les lames dichroïques afin de placer un étage de LDC uniquement dans les bandes infrarouges comme présenté sur la Fig. 4.8a, que l’on nommerait ainsi **Infrared Longitudinal Dispersion Compensators (IRLDC)**. Un verre tel que le ZnS Broad permettrait de compenser de manière encore meilleure la dispersion longitudinale tout en garantissant une transmission quasiment unitaire pour MYSTIC. C’est ce que montre la Fig. 4.8b.



(a) Implantation sur CHARA. Le VLDC et le IRLDC sont placés respectivement dans la bande visible et infrarouge derrière la dichroïque à l'entrée du laboratoire de recombinaison.



(b) Retard de groupe (pointillés) et contraste de franges associé (traits pleins) obtenus avec un LDC en SF66 dans le visible (VLDC) et un LDC en ZnS dans les bandes infrarouges uniquement. Pour 90 m de MDL, cela implique  $x(ZnS) \sim 3$  mm et  $x(SF66) \sim 5$  mm. Le même niveau de performance est constaté avec d'autres verres infrarouges tels que CsBr, KCl, AgCl et KBr.

FIGURE 4.8 – Implantation et performances de la solution employant un VLDC et un IRLDC.

TABLE 4.4 – Récapitulatif des performances attendues pour les principaux modes d'observation à basse résolution spectrale prévus avec les instruments de CHARA. Ces résultats correspondent au cas où les lignes à retard font 90 m de longueur. Lecture pour le cas d'observations simultanées sur R, J, H et K : les lignes à retard introduisent une dispersion résiduelle sur tout le spectre. La dispersion dans l'ensemble de la bande infrarouge (J,H,K) est réduite en épaississant le **MLDC** du bras Est de 7,32 mm et en allongeant la K-DDL du bras Ouest de 27.4  $\mu\text{m}$ . Pour réduire la dispersion dans l'ensemble de la bande R, une différence d'épaisseur Est-Ouest de SF66 de 5.34 mm est nécessaire. Le **VLDC** est donc épaissi sur le bras Ouest de 1.98 mm tandis que les R-DDL sont allongées de 3,81 mm sur le bras Est pour compenser la différence de retard de groupe moyen introduite entre les bandes visible et infrarouge par cette épaisseur supplémentaire de verre présente uniquement sur la bande visible.

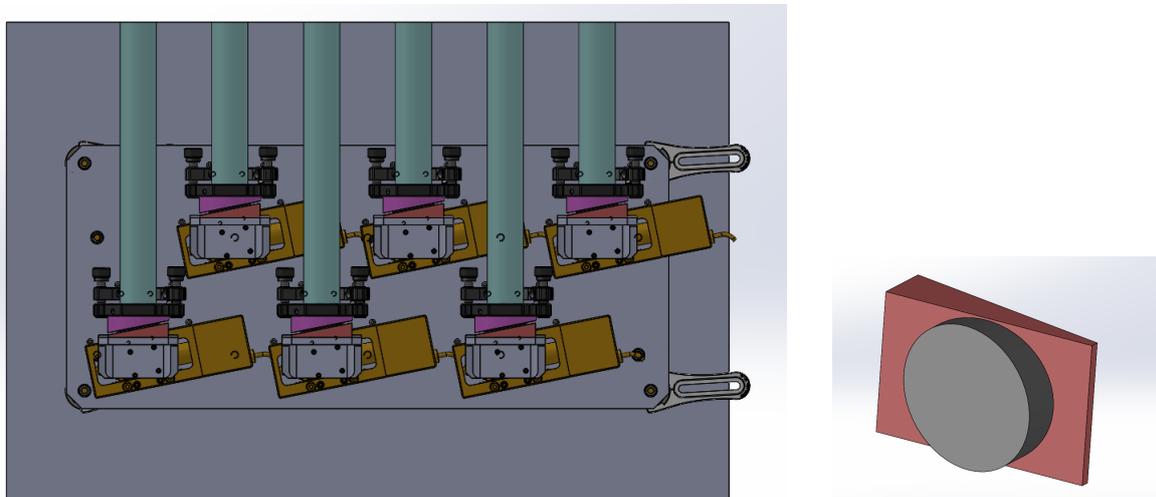
Bandes et instruments impliqués	R,J,H,K				H,K				J,H,K				SPICA-VIS,FT		PAVO,SPICA-FT							
	R	J	H	K	H	K	H	K	H	J	H	K	R	H	R	H						
Figure	4.7b																4.7a		-			
Différence d'épaisseur ( $\mu\text{m}$ )																						
R-DDL	3810																6664		6664			
K-DDL	-27.4																-27.4		-			
<b>MLDC</b>	7320																8319		8831		8831	
<b>VLDC</b>	-1980																-		-3488		-3488	
Bande spectrale	R	J	H	K	H	K	H	K	J	H	K	R	H	R	H							
Résolution spectrale	140	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20	140	20	140	20							
Maximum  GD  [% de la longueur de cohérence]	12	15	16	37	9	40	9	40	17	16	37	12	6	12	6							
Contraste minimal (%)	95	97	98	79	99	81	99	81	95	98	79	97	99	97	99							
Partie du spectre où le contraste est supérieur à 95%	Toute	Toute	Toute	2.1 - 2.3	Toute	2.1 - 2.3	Toute	2.1 - 2.3	Toute	Toute	2.1 - 2.3	Toute	Toute	Toute	0.65 - 0.85							
Transmission en milieu de bande	0.992	0.987	0.982	0.87	0.982	0.87	0.982	0.87	0.987	0.982	0.87	0.992	0.982	0.992	0.992							
Atténuation minimale du <b>RSB</b> ( $\Gamma$ )	0.90	0.93	0.94	0.47	0.96	0.52	0.96	0.52	0.89	0.94	0.50	0.93	0.96	0.93	0.63							

## 4.3 Mise en oeuvre des LDC sur CHARA

### 4.3.1 Installation des LDC

#### Design et spécifications des LDC

Le design des prismes constituant l'étage **MLDC** a été défini pour pouvoir récupérer les platines de translation de CHARA sur lesquelles étaient installés les précédents **LDC**. Le design des **VLDC** est le même et est présenté en Fig. 4.9. Un prisme fixe de section circulaire de diamètre 40 mm, supérieur au diamètre du faisceau, est placé tête-bêche devant un prisme mobile de section rectangulaire de dimension  $40 \times 65 \text{ mm}^2$ . Leur angle de  $11.3^\circ$  est hérité du design des précédents **LDC** en SF10 et a un impact sur la longueur finale du prisme mobile, qui doit rester raisonnable pour le montage mécanique (Fig. 4.9a), et la précision de réglage de l'épaisseur. Un angle trop petit rend la taille du prisme démesurée tandis qu'un angle trop grand nécessite une plus grande précision de translation. La précision nécessaire sur l'épaisseur de verre, de  $1 \mu\text{m}$  pour limiter la perte de contraste à 0.5%, correspond ainsi à une erreur de translation de  $5 \mu\text{m}$ , ce qui est largement dans les spécifications de la platine.



(a) Les six **LDC** de l'étage **VLDC** traversés par les faisceaux provenant des télescopes. Le prisme mobile (bloc rose du dessous) est déplacé par la platine de translation en jaune. Le prisme fixe est à peine perceptible, en gris, ancré dans le bloc rose du dessus.

(b) Le prisme à section rectangulaire rouge translate devant le prisme à section circulaire gris. Les deux sont en SF66.

FIGURE 4.9 – Étage de **VLDC** pour SPICA-VIS

Le cahier des charges envoyé aux fabricants des **VLDC** et **MLDC** est donné dans le Tab. 4.5.

TABLE 4.5 – Cahier des charges des **LDC** visible et commun

Spécification		Valeur	
Matériau		SF66	
Angle		$11.3^\circ \pm 1'$	
Polissage (scratch/dig)		40/20	
Prisme fixe	Diamètre	$35 \pm 0.1 \text{ mm}$	
	Épaisseur max	$9 \pm 0.1 \text{ mm}$	
		<b>MLDC</b>	<b>VLDC</b>
Prisme mobile	Largeur	$35 \pm 0.1 \text{ mm}$	$35 \pm 0.1 \text{ mm}$
	Longueur	$91 \pm 0.1 \text{ mm}$	$50 \pm 0.1 \text{ mm}$
	Épaisseur max	$20 \pm 0.1 \text{ mm}$	$12 \pm 0.1 \text{ mm}$
Traitement anti-reflet		550 - 2500 nm	550 - 850 nm

## Alignement des LDC

Pour rappel, le principe du LDC est de constituer une lame à faces parallèles d'épaisseur ajustable. L'alignement doit donc permettre d'obtenir les faces internes et externes du LDC parallèles entre elles. Je décris ci-dessous la procédure qui permet d'aligner les LDC au moyen d'un autocollimateur :

1. Faire l'autocollimation d'un miroir avec le faisceau provenant de l'autocollimateur.
2. Introduire le LDC dans le faisceau entre l'autocollimateur et le miroir. Si le LDC n'a pas ses faces parallèles, l'image retour n'est pas superposée avec la croix de l'autocollimateur.
3. Tourner à la main le prisme fixe autour de l'axe optique pour rapprocher l'image retour de la croix.
4. Agir sur les vis de réglage tip/tilt (visibles sur la Fig. 4.9a) du prisme fixe pour rapprocher au maximum l'image retour de la croix, en cherchant aussi à rapprocher les deux prismes à un millimètre de distance.
5. Si la distance d'un millimètre n'est pas obtenue, reprendre à partir de l'étape 3 en tournant légèrement le prisme fixe autour de l'axe optique. Un léger ajustement du tip/tilt permet finalement d'obtenir une lame à face parallèle.
6. Il est important aussi de vérifier que les platines de translation sont bien orientées avec l'interface des prismes, ce qui devrait être le cas par construction du système mécanique. On effectue donc une translation du prisme mobile en vérifiant que les deux prismes ne se rapprochent pas.

Après avoir réalisé l'alignement des VLDC dans les faisceaux SPICA-VIS, nous pouvons régler leur position de référence, censée correspondre à leur égale épaisseur optique. Pour cela, nous alignons SPICA-VIS en LR sur le STS et annulons le GD avec les DDL pour observer les franges, une par une, entre le faisceau  $i$  et le faisceau 6, comme dans la Fig. 4.10a. Pour chaque paire de faisceaux  $\{1, i\}$ , nous ajustons la translation du prisme mobile devant le prisme statique pour minimiser le GD sur toute la bande spectrale de SPICA-VIS et ainsi obtenir les franges les plus horizontales possible sur toute cette bande (Fig. 4.10b). Cela nous donne les translations de référence des six prismes indiquées dans le Tab. 4.6.

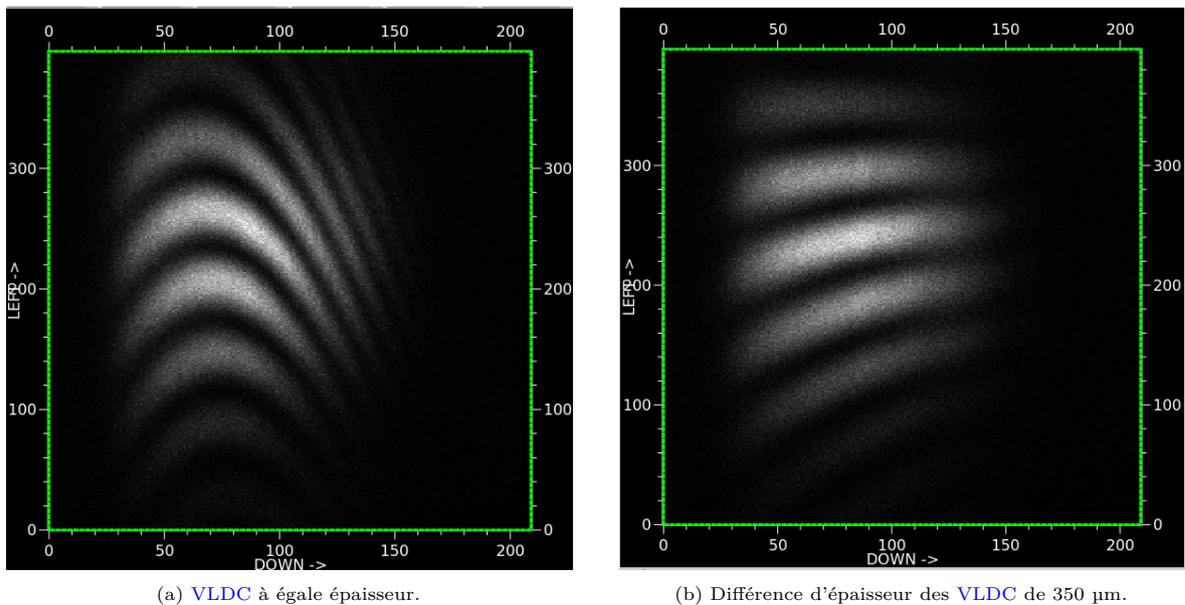


FIGURE 4.10 – Franges d'interférences obtenues en basse résolution spectrale avec les faisceaux 5 et 6 du STS. À gauche, les VLDC sont à leur position "0". À droite, le VLDC dans le faisceau 5 est à un offset de +350  $\mu\text{m}$  par rapport au faisceau 6, égalisant les retards optiques moyens des deux faisceaux sur toute la bande.

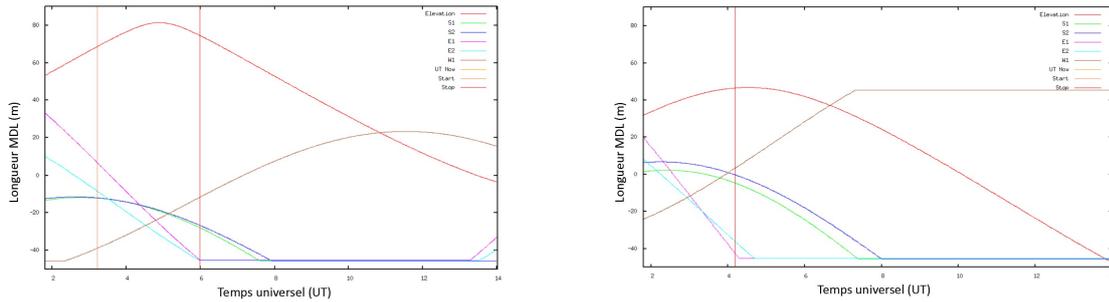
TABLE 4.6 – Translations des VLDC permettant la minimisation de la dispersion dans SPICA sur le STS.

VLDC	1	2	3	4	5	6
Translation [mm]	6.05	5.85	5.85	5.55	6.75	5.0

### 4.3.2 Commande des LDC

#### Fréquence d’ajustement des LDC

Comme nous l’avons montré, les LDC permettent de réduire la dispersion résiduelle après correction par les MDL. Le programme de SPICA-VIS observera typiquement un objet durant dix minutes. La longueur des MDL doit donc être modifiée en continu de manière déterminée par la géométrie de la base et le déplacement de l’astre. La question est de savoir s’il est alors nécessaire de modifier l’épaisseur des LDC et des DDL au cours d’une observation et si oui à quelle fréquence. Durant une observation, le déplacement relatif des MDL d’une base interférométrique est d’autant plus rapide que l’élévation de l’objet est faible, que la base est orientée Est-Ouest et que la longueur de la base est grande. Ainsi, dans le cas extrême de la base E1W1, longue de 313.53 m et très orientée Est-Ouest ( $16^\circ$  par rapport à l’axe Est-Ouest), et où l’objet passe au méridien à une déclinaison de  $45^\circ$ , la Fig. 4.11b montre que les MDL de E1 et W1 ont un déplacement relatif de 0.66 m/min. Ainsi en dix minutes le déplacement relatif des MDL de cette base peut dépasser 6 m. J’ai donc regardé l’impact d’un déplacement relatif des MDL sur la dégradation du contraste de franges dans les différents instruments. La Fig. 4.12b affiche les contrastes de franges au début de l’observation (pour une longueur relative des MDL de 50 m) et après déplacement de 5 m pour trois niveaux de correction : le premier (en rouge), pour lequel on ne fait que suivre l’astre à  $1.6 \mu\text{m}$  avec les MDL, le second (en vert) dans lequel on modifie la longueur des DDL pour annuler le retard de groupe dans les bandes R et K et le troisième (en bleu) qui consiste à réajuster les MDL, DDL et LDC. Le choix du suivi de l’astre à  $1.6 \mu\text{m}$  vient du fait que le suivi de frange sera généralement réalisé par SPICA-FT. Dans le premier cas, le fait de ne modifier ni les DDL ni les LDC dégrade le contraste de franges de 10% sur 40% de la bande visible et 8% en moyenne dans la bande J mais n’impacte quasiment pas les bandes H et K. Pour obtenir un contraste supérieur à 98% sur 80% de la bande visible, il suffit de modifier la longueur relative des DDL de SPICA-VIS de  $25 \mu\text{m}$  pour annuler le retard de groupe à  $0.75 \mu\text{m}$  (deuxième niveau de correction). On peut également améliorer la situation dans la bande J en annulant le retard de groupe entre la bande J et H mais cela dégraderait le fonctionnement du suiveur de frange. Si un niveau de correction supérieur (troisième niveau de correction) est souhaité, l’épaississement de  $400 \mu\text{m}$  des MLDC et de  $100 \mu\text{m}$  des VLDC permet finalement de maximiser le contraste dans les bandes R et J, en assurant un contraste supérieur à 97% sur toute la bande J et 99% sur toute la bande R.

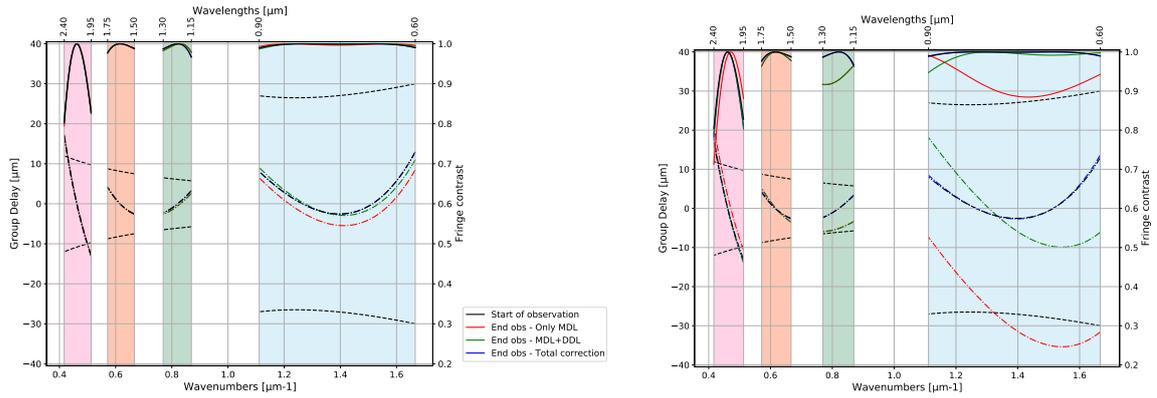


(a) Astre passant au méridien à  $80^\circ$  d’élévation. La vitesse moyenne de la différence de longueur entre les MDL E1 et W1 est de 0.55 m/min.

(b) Astre passant au méridien à  $45^\circ$  d’élévation. La vitesse moyenne de la différence de longueur entre les MDL E1 et W1 est de 0.66 m/min.

FIGURE 4.11 – Déplacement des lignes à retard de CHARA au cours d’une observation. La ligne de base E1W1 mesure 313.53 m et est orientée très Est-Ouest. C’est donc celle pour laquelle la différence de longueur des MDL évolue le plus vite. En 2 heures, autour du passage de l’astre à son méridien (visible à l’inflexion de son élévation) donc au moment où cette évolution est la plus rapide, la différence d’épaisseur change de 80 m dans le cas le plus critique (Fig. 4.11b), c’est-à-dire 0.66 m/min.

En conclusion, il ne semble pas nécessaire d’ajuster les LDC plus souvent qu’entre chaque nouvel astre observé (qui de toute façon nécessite un réalignement) si cette observation ne dure pas plus



(a) Évolution du contraste pour 0.5 mètre de déplacement des MDL. (b) Évolution du contraste pour 5 mètres de déplacement des MDL.

FIGURE 4.12 – Évolution du contraste de frange dans les différentes bandes spectrales lorsque les MDL se déplacent de 0,5 mètre (Fig. 4.12a) et 5 mètres (Fig. 4.12b) à partir d’une différence de 50 mètres de MDL corrigée de manière optimale au début de l’observation avec les LDC. Le cas où le déplacement est de 5 m correspond au cas extrême d’un astre bas sur l’horizon ( $\delta \simeq 45$  deg) observé avec la base E1W1 (222 m et orientée Est-Ouest) durant dix minutes. Les courbes en tirets définissent la limite du retard de groupe au-delà duquel le contraste dans le canal spectral est inférieur à 90%, les courbes en tiret-pointillés sont le retard de groupe et les courbes pleines, le contraste de frange. Les courbes noires donnent les valeurs au début de l’observation après correction par les MDL, DDL et LDC. Les courbes rouges représentent les valeurs pour une annulation du retard de groupe au milieu de la bande H (1.6  $\mu\text{m}$ ) en utilisant uniquement les MDL (suivi classique de l’astre). Les courbes vertes correspondent au cas où les DDL sont utilisées en supplément des MDL pour annuler le retard de groupe à 0.75, 1.6 et 2.2  $\mu\text{m}$ .

de quelques dizaine de minutes. En revanche, le cohérençage de SPICA-VIS au moyen de ses DDL semble opportun dans la mesure où cela augmenterait de 10% le contraste de frange dans le cas d’une observation de dix minutes au méridien.

Pour autant, les LDC étant intégré au serveur de commande des MDL de CHARA, il n’y a pas d’intérêt de ne pas les modifier en temps réel pour compenser la dispersion. Aujourd’hui, les MDL, DDL, MLDC et VLDC sont donc tous mis à jour automatiquement toutes les 3 s.

### Logique de contrôle à six télescopes

Durant toutes les démonstrations présentées ici, nous avons raisonné par paire de bras interférométriques mais CHARA possède six télescopes donc six lignes à retard. Il est donc nécessaire de corriger la dispersion sur toutes les paires de télescopes impliquées. La dispersion étant introduite dans chaque faisceau avant recombinaison, il n’y a pas de clôture de phase associée. Cela signifie que la correction de la dispersion sur la base 12 et la base 23 corrige également la base 13. Par conséquent, le réglage des épaisseurs peut se faire pour cinq télescopes par rapport à un télescope. Cette notion est importante dans la mesure où les LDC ne peuvent pas introduire d’épaisseur négative, seules les différences d’épaisseurs peuvent l’être. On ne peut donc pas régler à l’aveugle une épaisseur de LDC sans considérer l’épaisseur relative aux autres bras. De plus, pour maximiser la transmission notamment dans l’infrarouge, il faut toujours avoir un LDC parmi les six réglé à son épaisseur minimale. La méthode de réglage des épaisseurs des DDL et LDC mérite donc d’être explicitée ci-dessous :

1. À une étoile de coordonnées données correspondent six longueurs de MDL comprises entre -45 et 45 m en valeur relative par rapport à une première MDL de référence. Puisque les MDL ne peuvent introduire que 45 m de distance absolue, on joue sur la position absolue du chariot de cette MDL de référence (par convention MDL 1) pour atteindre ces différences de longueurs.
2. On note  $x_{ki}$  la différence d’épaisseur du milieu  $i$  entre le bras  $k$  et le bras 1. À partir des différences de longueur  $x_{k1}$  entre les MDL, les différences d’épaisseurs  $x_{ki}$  des autres milieux (DDL, LDC et petites corrections des MDL liée à la présence des autres milieux) sont déterminées de manière unique par l’Eq. 4.13.
3. Alors pour choisir les épaisseurs absolues de chaque milieu  $i$  :
  - (a) On identifie le bras  $k_0$  qui présente la différence d’épaisseur  $x_{k_0i}$  minimale (en algébrique).

- (b) Si le milieu  $i$  est une DDL, on positionne la DDL du bras  $k$  en butée négative  $x_{min}$  et les autres DDL aux positions  $x_{min} + x_{ki} - x_{k_0i}$ .
- (c) Si le milieu  $i$  est un LDC, on positionne le LDC du bras  $k$  à son épaisseur minimale  $x_{min}$  et les autres LDC aux épaisseurs  $x_{min} + x_{ki} - x_{k_0i}$ .

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu en quoi consistait la correction de la dispersion longitudinale et son application sur l'interféromètre CHARA à travers une étude commencée au début de ma thèse et dont la concrétisation par l'installation d'une nouvelle solution de LDC s'est faite progressivement au cours de ma thèse jusqu'au commissioning de SPICA-VIS. Cette étude répond à la nécessité de définir une nouvelle solution de correction de la dispersion qui améliore le rapport signal-à-bruit des mesures de visibilité dans la bande K, garantisse une visibilité et transmission unitaires sur toute la bande visible de l'instrument SPICA-VIS et qui permette de réaliser des observations simultanées sur l'ensemble des bandes spectrales où CHARA possède un instrument, soient les bandes R, J, H et K s'étendant de 0.6 à 2.45  $\mu\text{m}$ .

La nécessité de corriger la dispersion vient du fait que les instruments travaillent à très basse résolution spectrale et donc sur toute la bande spectrale, les rendant très sensibles aux ordres supérieurs de la dispersion longitudinale. Avec ce nouveau correcteur de dispersion, ces instruments peuvent tirer le meilleur de leur performance, avec cependant une amélioration encore possible dans la bande K au moyen d'un IRLDC placé dans les bandes infrarouges uniquement et dont la transmission est quasi totale dans ces bandes. J'ai donc également proposé cette solution qui pourrait être mise en place lors d'un réaménagement futur du laboratoire de recombinaison.

La solution a aujourd'hui pu être validée sur le ciel, avec des suivis d'étoiles sur plusieurs heures sans dégradation de la dispersion grâce à la mise à jour régulière des épaisseurs de MDL, DDL, MLDC et VLDC.

## 4.5 Article "Compensation of differential dispersion : application to multiband stellar interferometry"

J'ai décrit la nouvelle solution de LDC pour CHARA dans PANNETIER et al. (2021) ci-dessous. À ce moment de la thèse, nous n'avions pas encore installé les LDC et l'article reste donc théorique. C'est cependant bien la solution décrite qui a été installée et dont je caractérise le fonctionnement dans la Sec. 4.3.

# Compensation of differential dispersion: application to multiband stellar interferometry

Cyril Pannetier<sup>1,2\*</sup>, Denis Mourard,<sup>1</sup> Frédéric Cassaing,<sup>2,3</sup> Stéphane Lagarde,<sup>1</sup>  
Jean-Baptiste Le Bouquin,<sup>4</sup> John Monnier,<sup>5</sup> Judit Sturmman<sup>6</sup> and Theo Ten Brummelaar<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Bd de l'Observatoire, CS 34229, F-06304 Nice cedex 4, France

<sup>2</sup>DOTA, ONERA, Université Paris Saclay, F-92322 Châtillon, France

<sup>3</sup>Now at DTIS, ONERA, Université Paris Saclay, F-91123 Palaiseau, France

<sup>4</sup>Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>5</sup>University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

<sup>6</sup>CHARA Array, Mount Wilson Observatory, Mount Wilson, CA 91023, USA

Accepted 2021 July 1. Received 2021 June 30; in original form 2021 March 16

## ABSTRACT

With the aim of pushing the limiting magnitude of interferometric instruments, the need for wide-band detection channels and for a coordinated operation of different instruments has considerably grown in the field of long-baseline interferometry. For this reason, the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA), an array of six telescopes, requires a new configuration of longitudinal dispersion compensators to keep the fringe contrast above 95 per cent simultaneously in all spectral bands, while preserving the transmission above 85 per cent. In this paper, we propose a new method for defining the longitudinal dispersion compensators (LDC) suited for multiband observations. A literal approximation of the contrast loss resulting from the dispersion residues enables us to define a general criterion for fringe contrast maximization on several bands simultaneously. The optimization of this criterion leads to a simple solution with only two LDC stages per arm and existing differential delay lines, to the glass choice and a simple linear formula for thickness control of all these media. A refined criterion can also take into account glass transmission. After presenting this criterion, we give the optimal solution (medium, configuration) and its expected performance for the planned observing modes on CHARA.

**Key words:** atmospheric effects – instrumentation: interferometers – methods: observational – techniques: interferometric.

## 1 INTRODUCTION

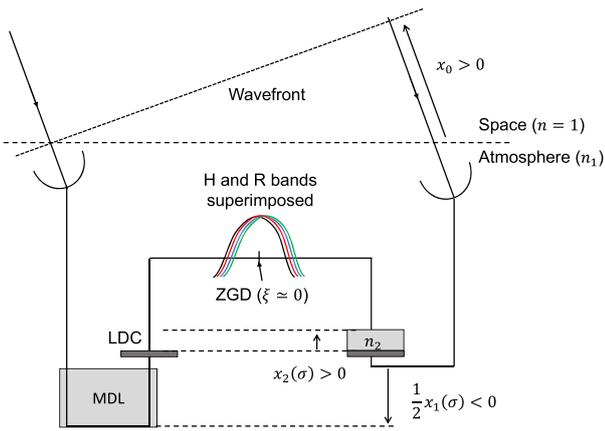
Ground-based long-baseline optical interferometers combine the light from an array of telescopes distant by tens to hundreds of meters. The combination of the electromagnetic fields creates an interferometric pattern whose characteristics depend on the interferometer configuration and the source properties. It gives access to the angular resolution of a single telescope of diameter equal to the maximum distance between the telescopes in the array. Because they are operated on broadband sources, performance of these interferometers intended to measure the spatial coherence is critically affected by temporal coherence. The current generation of optical long-baseline interferometers, schematically represented in Fig. 1, uses main delay lines (MDL) to equalize the optical paths, which achromatic difference is mostly introduced in vacuum outside the atmosphere. However, if this equalization is done in air, the dispersion law of this medium introduces a dispersion at the interferometric focus. The equalization of the optical path becomes chromatic and not only geometric: the coherence envelop multiplying the interferometric fringes is chromatically shifted and the fringes are blurred within a spectral channel as it gets wider.

This problem has been identified and solved from the very first stellar interferometer with the introduction of LDC, usually made of pieces of glass of variable thickness to compensate the air thickness (Labeyrie 1975). Another solution, currently being implemented at Magdalena Ridge Optical Interferometer (Creech-Eakman et al. 2018), is to use evacuated delay lines.

The recent years have seen important developments of the interferometric instrumentation (Lopez et al. 2014; Gravity Collaboration et al. 2017; Monnier et al. 2018; Mourard et al. 2018; Anugu et al. 2020). For measuring visibilities on fainter objects, the need for large spectral channels instruments (Gravity Collaboration et al. 2017; Mourard et al. 2018) and for a coordinated operation of different instruments (Matter et al. 2010; Mourard et al. 2017; Lopez et al. 2014) has considerably grown. Indeed, this coordination not only enables to track fringes in one band while integrating in all other bands but also increases the available observing time of all instruments. For example, the Gravity Fringe Tracker (Lacour et al. 2019) working in the *K* band is now used to stabilize the fringes of the instrument MATISSE (Lopez et al. 2014) in the *L* and *M* band, with the introduction of a correction of the chromatic group-delay with the internal delay lines of MATISSE.

CHARA is located at Mount Wilson (California, USA). It has been designed by the University of Georgia and entered into service in 1999. Its six 1-m telescopes are distant from each others by

\* E-mail: [cyril.pannetier@oca.eu](mailto:cyril.pannetier@oca.eu)



**Figure 1.** Representation of the geometric delay ( $x_0$ ) and the correction of the chromatic delay between the  $H$  and  $R$  bands on a ground-based interferometer. The chromatism of the optical delay lines correction ( $x_1(\sigma)$ ) is compensated with the chromatism of the LDC ( $x_2(\sigma)$ ) made of a suitable glass with thickness such that the group-delay of all spectral channels is close to the one of the tracking band, resulting in the superimposition of the coherence envelopes.

33–330 m. From 2007, the VEGA instrument was used in the  $R$ -band (Mourard et al. 2012) in medium to high spectral resolution. Another instrument, CLASSIC/CLIMB (ten Brummelaar et al. 2013), observes mainly in the  $K$  band at low spectral resolution. These two instruments can operate together thanks to the first and still in place LDC in CHARA (Berger 2003). But a new generation of instruments has been arriving on CHARA since 2018. CHARA/SPICA (Stellar Parameters and Images with a Cophased Array, Mourard et al. 2018) is an instrument operating mainly in low spectral resolution mode ( $R = 140$ ) over a large band in the visible range from 0.6 to 0.9  $\mu\text{m}$ . It is assisted by a fringe tracker using a low spectral resolution ( $R = 20$ ) sensor in the  $H$  band (1.65  $\mu\text{m}$ ), controlling the fast stages of the main delay lines. Moreover, the coordinated operation of SPICA in the visible, MIRCx (Anugu et al. 2020) (and the fringe sensor) at  $R = 20$  in the  $H$  band, as well as MYSTIC (Monnier et al. 2018) at  $R = 20$  in the  $K$  band is considered, leading to a very wide interferometric band from 0.6 to 2.45  $\mu\text{m}$ . However, the current implementation of the LDC in CHARA presents two main limitations. First, it implies a transmission loss of 1 mag in the  $K$  band. Secondly, for the planned simultaneous observations in the four bands at low spectral resolutions, this solution cannot reach the level of dispersion correction required by the instruments as we will see in Section 3.2. Thus, it is clear that a new optimized LDC solution is mandatory.

The longitudinal dispersion compensation has been very well described by Tango (1990) with the introduction of as many LDCs as necessary for an optimized correction. However, it turns out that the solutions that have been proposed and implemented (ten Brummelaar 1995; Lawson & Davis 1996; Berger 2003) have always simplified the problem because of practical considerations (limited number of LDCs, limited number of spectral bands). On CHARA, we need to maximize the fringe contrast on up to four separated spectral bands simultaneously. However, considering the available space on the optical tables and the usual transmission in the  $K$  band of glasses well adapted to the correction of dispersion, we decided to limit the correction to two stages. This prevents us from optimizing each band individually as do the approaches relying on Tango’s formalism. In this paper, we propose a rewriting of the criterion for the minimization

of the dispersion on as much spectral bands as wanted for a given number of LDCs. It permits us to achieve the best overall performance that the set of LDCs in presence can reach.

We first develop in Section 2 the new theoretical approach of longitudinal dispersion compensation. Then, in Section 3, we present the optimal solution and its expected performance for the planned observing modes on CHARA. A discussion in Section 4 on the possible other applications of this study and the future limits of dispersion compensation on long-baseline interferometers is proposed.

## 2 DISPERSION COMPENSATION

### 2.1 Problematic

In stellar interferometry, the phase-delay is the phase difference between the electromagnetic fields coming from the two arms and recorded by the detector. The group-delay (GD), proportional to the chromatic gradient of the phase-delay, is what governs the contrast of the interferometric fringes. These two quantities will be expressed mathematically in Section 2.2. When the GD is null, the phase-delay is locally achromatic and all the fringes at different wavelengths in the considered spectral channel superimpose such that the polychromatic fringe contrast is maximum. This is the zero group-delay (ZGD) position. However, since the LDC cannot match perfectly the air dispersion, this local achromatism may not be maintained on a large waveband and the group-delay can’t be nulled for all wavelengths. Therefore, the residual chromatism within a given spectral band generates a loss of contrast due to the blurring caused by the non-coherent addition of fringes of different wavelengths. Considering the needs for sensitivity (large spectral bands, increasing the limiting magnitude) and for the optimal use of the large interferometric arrays, it is therefore critical to correct this effect.

It is important to note that no glass presents exactly the same dispersion law as the air. Therefore, each additional medium enables to improve the coherent addition of the fringes inside a given spectral band only. At the same time, the MDL shifts the fringes to the ZGD by nulling the residual group-delay introduced by the LDCs. After compensation with the LDCs, the interferometer modulates the fringes to observe them.

Our goal is to maximize the fringe contrast on the detector, while keeping the highest possible transmission. The purpose of the study presented in this paper is to determine the nature and thickness of the glasses mounted on the LDCs. We neglect the atmospheric phase disturbance and we present the formalism in a 2-beam configuration, the extension to  $N$ -beam being straightforward. Finally, we assume unit visibility fringes for simplicity.

### 2.2 Classical solution

We consider two beams crossing  $N$  media of dispersion law  $n_i(\sigma)$ . We define the optical path difference (OPD) as

$$X(\sigma) = \sum_i n_i(\sigma)x_i, \quad (1)$$

where the wavenumber  $\sigma$  is the inverse of the wavelength of the electromagnetic field and  $x_i$  is the algebraic differential thickness of the  $i$ th medium between the two arms. By convention, an excess thickness is positive when it is in the same arm than the geometrical delay noted  $x_0$ . The differential thickness of the MDL is noted  $x_1$ . A simplified illustration is presented in Fig. 1.

The phase-delay is defined by

$$\Phi(\sigma) = 2\pi\sigma X(\sigma) \quad (2)$$

The group-delay is defined as the gradient of the phase-delay, expressed as a vacuum length for convenience:

$$\xi(\sigma) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{d\sigma}(\sigma), \quad (3)$$

which leads to the simple expression:

$$\xi(\sigma) = \sum_i n_{gi}(\sigma)x_i, \quad (4)$$

where  $n_{gi}$  is the group index of the  $i$ th medium, defined as

$$n_{gi}(\sigma) = n_i(\sigma) + \sigma \frac{dn_i}{d\sigma}(\sigma), \quad (5)$$

Under the condition of a low phase variation  $\Phi$  over a small spectral distance  $s$  from the mean wavenumber  $\bar{\sigma}$ , the Taylor expansion of the phase-delay is

$$\Phi(\bar{\sigma} + s) = \Phi(\bar{\sigma}) + 2\pi \left[ (x_0 + \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x})s + \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x}s^2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x}s^3 + O(s^4) \right], \quad (6)$$

with  $O$  being the asymptotic notation and where the vectors  $(\mathbf{b}_j)_{j \in \mathbb{N}}$  are such that the  $i$ th component of the vector  $\mathbf{b}_j$  is the  $j$ th coefficient of the Taylor expansion of the quantity  $\sigma n_i(\sigma)$ . We identify three different terms:

- (i) The phase-delay  $\Phi(\bar{\sigma})$  at the wavenumber  $\bar{\sigma}$ ,
- (ii) The group-delay at the wavenumber  $\bar{\sigma}$  responsible for the fringe's position shift:

$$\xi = x_0 + \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x} \quad (7)$$

- (iii) The pure dispersion function:

$$\check{\Psi}(s) = 2\pi(\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x}s^2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x}s^3) + O(s^4) \quad (8)$$

responsible for the residual fringe contrast within a spectral channel.

Tango (1990) demonstrates that the fringe contrast at the ZGD, resulting from the pure dispersion function on a spectral channel  $\Sigma$ , can be approximated by

$$C_{\Psi, \Sigma} = C_{\Phi, \Sigma}(\xi = 0) \simeq 1 - \text{Var}[\check{\Psi}]. \quad (9)$$

From the equation (9), Tango concludes that maximizing the fringe contrast at the ZGD on a given spectral channel means minimizing the variance of the residual dispersion.

After development of the standard deviation of the dispersion function  $\Psi$ , and without forgetting the null group-delay condition, it turns out that to maximize the fringe contrast we need to verify by order of priority the following equations:

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 \cdot \mathbf{x} &= -x_0 \\ \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{x} &= 0 \\ \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{x} &= 0 \\ &\dots \\ \mathbf{b}_N \cdot \mathbf{x} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

This set of conditions proposed by Tango (1990) is very convenient both for its simplicity of use and its clarity. Albeit suitable for maximizing the fringe contrast on a given spectral band, it is no longer adapted to a wide band with many sub-channels and different resolutions. Indeed, let's assume that we want to observe with four instruments distributed on four different bands, each one equipped with a differential delay line (DDL). In addition to these DDL, we add

LDCs. To optimize the fringe contrast for all instruments together, we thus need to verify for each spectral band as many equations as possible. The common and differential optical delay lines enable us to null the group-delay (first equation) at the centre of each band. Then, with two LDCs, we can null the first equation of only two of the four bands. Adding more LDCs may unfortunately generate important transmission loss. So if we want to solve our multibands problem, we need another criterion.

### 2.3 A method for multibands fringe contrast maximization

A solution would be to minimize the equations of the system (10) rather than null them. In order to get a low dispersion at the centre of all bands, we minimize the expression (8). Weights with positive reals ( $W_1, W_2, W_3, W_4$ ) could also be introduced in this minimization to weight differently the spectral bands:

$$L(\mathbf{x}) = W_1(\mathbf{b}_{12} \cdot \mathbf{x})^2 + W_2(\mathbf{b}_{22} \cdot \mathbf{x})^2 + W_3(\mathbf{b}_{32} \cdot \mathbf{x})^2 + W_4(\mathbf{b}_{42} \cdot \mathbf{x})^2, \quad (11)$$

where  $\mathbf{b}_{\Sigma 2}$  is the second Taylor coefficients vector of the  $\Sigma$ th spectral band. Doing that, we can maximize the fringe contrast at the centre of each band. However, the use of the Taylor coefficients  $\mathbf{b}_i$  makes it necessary to choose one precise wavenumber per spectral band. Thus, we lose information about the rest of the dispersion law and we are not guaranteed to find the best overall contrast. This difference gets larger as the individual spectral bands get wider.

For this reason, we decided to use a maximization method that takes all the spectral information into account. In particular, we do not distinguish the group-delay from the dispersion function anymore. This new criterion focuses on the overall minimization of the dispersion on the whole bands. It means that we do not try to null all the high-order derivatives at a given somehow arbitrary point like suggests the system (10) but rather directly maximize the fringe contrast over the whole band of interest.

We show in Appendix A that the fringe contrast of a polychromatic interferogram resulting from the phase-delay  $\Phi(\sigma)$  over the spectral channel  $\Sigma$  is

$$C_{\Phi, \Sigma} \simeq \exp(-\text{Var}_{\Sigma}[\Phi]/2). \quad (12)$$

The new expression of the fringe contrast in equation (12) differs from the equation (17) of Tango (1990) (equation 9 in this paper) by two facts. First,  $\Phi$  contains the group-delay counterpart, which enables us to make the overall optimization that we are looking for. Secondly, the exponential approximation remains true at a higher order than the second-order Taylor expansion in Tango's equation (17).

For a given phase-delay  $\Phi(\sigma)$ , the equation (12) enables us deriving the associated fringe contrasts  $C_{\Phi, \Sigma}$  in each considered spectral channel  $\Sigma$ . The goal is to optimize the fringe contrast on as many spectral channels  $\Sigma$  as possible. Thus, we need to minimize  $L(\mathbf{x})$  defined as

$$L(\mathbf{x}) = - \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \log C_{\Sigma}, \quad (13)$$

where  $W_{\Sigma}$  are weights making possible to favour an instrument before another. By default, they are all put to 1.

The logarithmic expression, classical for multiplicative losses, is introduced for giving a higher weight to high losses. The criteria  $L(\mathbf{x})$  is a quadratic function of the vector  $\mathbf{x}$ . This means its minimization is linear and, as detailed in Appendix B, leads to the linear matrix

equation:

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{x}' = \mathbf{d}, \quad (14)$$

where we introduced the following:

(i) The vector  $\mathbf{x}' = (\delta x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$  where  $x_i$  is the excess thickness of the  $i$ -th media as already defined before and  $\delta x_1$  is the additional thickness of the MDL that adds up to the first order excess thickness

$$x'_1 = -\frac{x_0}{n_{g,1}(\sigma_0)} \quad (15)$$

that corrects the group-delay for an arbitrary wavenumber  $\sigma_0$ . So  $x_1 = x'_1 + \delta x_1$ .

(ii) The vector  $\mathbf{d} = (d_i)_{i \in [1, N]}$ , made of the covariances between the residual phase dispersion after the first-order correction by the MDL and the dispersion laws of the additional media, defined as

$$d_i = -x_0 \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \int_{\Sigma} (\tilde{n}_{\epsilon}(\sigma) - \langle \tilde{n}_{\epsilon} \rangle) (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) d\sigma, \quad (16)$$

$$d_i = -x_0 \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \Delta \sigma_{\Sigma} \text{Cov}[\tilde{n}_{\epsilon}, \tilde{n}_i]_{\Sigma}.$$

(iii) The matrix  $\mathbf{M} = (m_{ij})_{(i,j) \in [1, N]^2}$ , made of the covariances between the dispersion laws of all additional medium, defined as

$$m_{ij} = \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \int_{\Sigma} (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) (\tilde{n}_j(\sigma) - \langle \tilde{n}_j \rangle) d\sigma, \quad (17)$$

$$m_{ij} = \sum_{\Sigma} W_{\Sigma} \Delta \sigma_{\Sigma} \text{Cov}[\tilde{n}_i, \tilde{n}_j]_{\Sigma}.$$

The two last variables also use notations that we need to define the following:

(i) The quantity  $\tilde{n}_i(\sigma) = \Pi_i(\sigma) \sigma n_i(\sigma)$  that concerns the  $i$ th glass where  $\Pi_i(\sigma)$  is a ‘flag’ function equal to 1 on the spectral range that sees the medium and 0 elsewhere. This enables to model the case of the DDL or LDC placed in a specific spectral band.

(ii)  $n_{\epsilon}(\sigma) = 1 - n_1(\sigma)/n_{g,1}(\sigma_0)$  is the ‘extra’ index of air with respect to vacuum that remains after the correction of the ZGD for the arbitrary wavenumber  $\sigma_0$ .  $\tilde{n}_{\epsilon}$  follows the same definition than  $\tilde{n}_i$ .

(iii)  $\langle \cdot \rangle$  is the chromatic average.

To stay as general as possible, we could have kept the MDL length  $x_1$  rather than  $\delta x_1$  in the vector  $\mathbf{x}'$ . However, in practice, this approach is sensitive to numerical noise due to the high disproportion between the components of the resulting vector  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_N)$ . Indeed, in this general approach, the first component  $x_1$  of  $\mathbf{x}$  is meter-scaled whereas its  $N - 1$  last components, corresponding to the medium compensating the residual dispersion, are only millimetre or micrometre scaled. This same disproportion is present in  $\mathbf{M}$  and  $\mathbf{d}$ . The matrix  $\mathbf{M}$  is ill-conditioned, leading to numerical errors at its inversion. Introducing this intermediate dispersion correction with the MDL length  $x'_1$  enables to put all the dispersion residues at closer scales for every medium. The conditioning of  $\mathbf{M}$  does not change but the resulting errors are sufficiently low to get robust results.

Yet, as no medium perfectly matches the air dispersion law, the problem is not degenerated. The inverse  $\mathbf{M}^{-1}$  of the matrix  $\mathbf{M}$  exists and this equation (14) admits only one solution that corresponds to the control equation for the  $N$  media that form the dispersion control in addition to the first order correction  $x'_1$ :

$$\mathbf{x}'_{\text{opt}} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{d}. \quad (18)$$

## 2.4 Estimating the final fringe contrast

The equation (12) gives the fringe contrast in a spectral channel  $\Sigma$  at the center of the instrument modulation range. As it is processed from the total phase-delay  $\Phi(\sigma)$ , it takes into account the fringe contrast due to the group-delay  $\xi$ . If the group-delay is higher than the modulation range of the instrument, the equation (12) is a good approximation of the fringe contrast measured. However, if  $\xi$  remains into the modulation range, the measurement still benefits from the highest fringe contrast of the coherence envelop. In this case, assuming that the second and higher orders of the dispersion law vary very slowly inside the modulation range, the final fringe contrast is given by

$$C_{\Psi, \Sigma} \simeq \exp(-\text{Var}_{\Sigma}[\Psi_{\Sigma}]/2) \quad (19)$$

where

$$\Psi_{\Sigma}(\sigma) = \Phi(\sigma) - (\langle \Phi \rangle_{\Sigma} + \sigma \Phi'(\sigma)) \quad (20)$$

is the pure dispersion function analog to  $\check{\Psi}$  defined in the equation (20).

Thanks to the two expression of the fringe contrast  $C_{\Phi}$  and  $C_{\Psi}$ , including or not the group-delay, we are able to estimate the final fringe contrast on the detector.

This tool has finally two usages:

- (i) Selecting the best configuration for the next LDC: we can try many different configurations from a single glass to a combination of mediums located on different spectral bands and compare the final fringe contrasts.
- (ii) Setting all the media thicknesses during an observation.

## 2.5 Introducing the transmission loss in the signal-to-noise ratio estimation

In the previous sections, we demonstrated a formalism for estimating the fringe contrast due to dispersion residues. However, the final signal-to-noise ratio (SNR) of the measurement of the fringe visibilities is impacted both by the dispersion and the transmission of the media. As the media involved in the correction are expected to be transmissive in the considered wavebands, the dispersion is the major contributor to the SNR loss. Yet, to reflect this additional contribution, the transmission loss of the media can be introduced in the formalism. This section demonstrates this refined formalism. The details can be found in Appendix C.

We define  $\Gamma$ , the attenuation factor on the SNR:

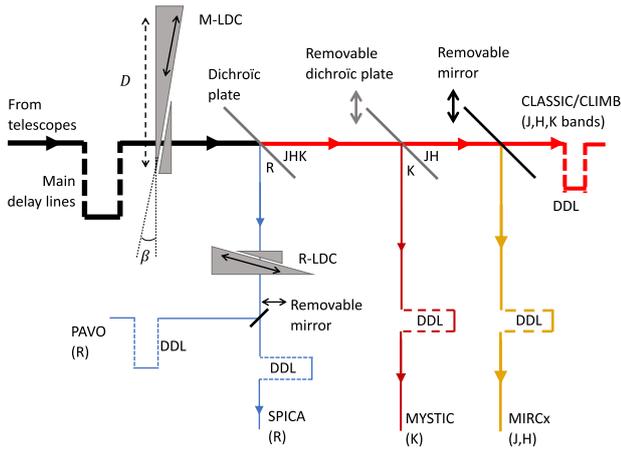
$$\Gamma(\Sigma) = T(\Sigma) C_{\Phi}(\Sigma)^2, \quad (21)$$

where  $T(\Sigma)$  and  $C_{\Phi}(\Sigma)$  are respectively the total transmission of the media and the fringe contrast as defined in equation (12). The square factor on the fringe visibility comes from the fact that this observable is calculated by averaging the squared modulus of the image Fourier transform. The higher is the  $\Gamma$  factor, the higher is the final SNR of the measurement.

The logarithmic attenuation of the transmission  $T(\Sigma)$  is defined as

$$L' = \sum_{\Sigma} W'_{\Sigma} \alpha_{\Sigma} \cdot \mathbf{t}^0, \quad (22)$$

where  $\mathbf{t}^0$  is the vector of the average positions of the LDCs,  $\alpha = (\alpha_i)_{i \in [1, N]}$  is the vector of the averaged extinction coefficients of the media and  $W'_{\Sigma}$  the weights analog to the  $W_{\Sigma}$  of the dispersion quantity. To respect the contributions of the visibility loss and



**Figure 2.** Illustration of the CHARA focal laboratory with its different instruments, their DDLs and the LDCs. This drawing only shows one over the six arms that counts the array.

transmission loss to the SNR, as given by the equation (21), these two weights should be linked by the relation

$$W'_{\Sigma} = W_{\Sigma}/2 \quad (23)$$

such that maximizing  $\Gamma$  is equivalent to minimizing the quantity  $L_{\text{tot}}$  defined as

$$L_{\text{tot}} = L + L', \quad (24)$$

following equations (13) and (22).

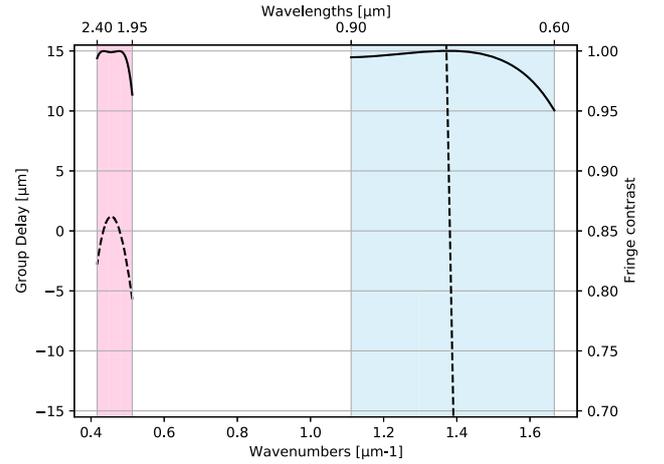
### 3 APPLICATION TO CHARA

The formalism derived in Section 2 has been applied to the definition of a chromatism corrector for the CHARA array. In the following subsection, we present the new generation of instruments that will benefit from the new LDC solution and why it is necessary.

#### 3.1 Presentation of the CHARA instruments

In CHARA, the transportation from the telescope to the lab is done in evacuated pipes but the MDL are in air over their total stroke of 44.5 m. A difference of about 90 m of air appears in the most unfavourable cases, introducing a group-delay of more than 10 mm between the visible fringes and the infrared ones. For compensating the group delay between the spectral bands  $R$  and  $K$ , a first LDC was designed by Berger (2003). It consists in two wedged glasses made of SF10 whose total thickness can be tuned by changing their relative positions (see Fig. 2). Fig. 3 shows that these LDCs can keep the fringe contrast in the major part of both instrument spectral range above 95 per cent. But this is done at the price of an important loss of transmission in the infrared bands.

Since 2003, new instruments have been installed on CHARA. The current and coming instruments are gathered in Table 1. Most of them include differential delay lines (DDL) in air to equalize the mean group-delay. In 2018, MIRCx (Kraus et al. 2018) has been installed to observe in  $H$  band with the possibility to get data also in  $J$  band. It will be followed by MYSTIC (Monnier et al. 2018) that observes in  $K$  band. A new fringe tracker named SPICA-FT (Pannetier et al. 2020) has been plugged into the MIRCx instrument, as an integrated-optics device in  $H$  band and a fast piston controller. It aims at performing fringe-tracking at a frequency of 200 Hz, enabling



**Figure 3.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts (solid lines) as seen by the instrument VEGA in the  $R$  band (blue area) and the instrument CLIMB in the  $K$  band (pink area) when the LDC made of SF10 is used along with the differential delay line of CLIMB. As the spectral resolution of VEGA is 6000 and the one of CLIMB is 20, we must favour the correction of dispersion in  $K$  band before  $R$  band. That is why the group-delay in the  $R$  band varies very far from the null value but stays close to zero in the  $K$  band.

**Table 1.** Summary of the configurations of the different instruments in presence on CHARA.

Instrument	Year	Waveband	DDL	Resolution
CLASSIC/CLIMB	2013	$J, H,$ or $K$	Y	Broadband
MIRCx	2018	$J, H$	Y	20
MYSTIC	2018	$K$	Y	20
SPICA-FT	2021	$H$	Y	20
PAVO	2008	630–900 nm	Y	30
VEGA	2007	450–850 nm	N	3000
SPICA-VIS	2021	600–900 nm	Y	140

integrations of 1 to many seconds for all instruments. As for  $R$  band, SPICA-VIS (Mourard et al. 2017) is currently in development to replace VEGA (Mourard et al. 2012).

The fact that these three instruments work at low spectral resolution make the measured fringe contrast more sensitive to the temporal coherence losses due to the longitudinal chromatism induced by the optical delay lines.

In 2019, the CHARA organization considered changing the LDC made of SF10, a glass that suffers from absorption in the infrared, in order to improve the sensitivity in  $H$  and  $K$  bands.

#### 3.2 The LDC configuration for CHARA multiband observation

The DDLs play the important role of shifting the group-delay of the equipped band to the ZGD position, generally imposed by the fringe tracker in its dedicated spectral band, without introducing any transmission loss. The presence of DDLs on all instruments is thus of great interest for longitudinal dispersion compensation as each one releases one degree of freedom for the LDC to correct the higher order dispersion residues.

To reach the requirements of SPICA in terms of visibility measurements, a fringe contrast better than 95 per cent must be guaranteed by the LDC in  $R$  band. The requirements are the same for the  $H$  band, where for the fringe-tracker SPICA-FT, to guarantee a precise

**Table 2.** Performance of the two best glasses (SF66 and P-SF68) and the current one (SF10) for simultaneous observations in  $R$ ,  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands when the MDL are 90 m long. We show also the high dispersion correction performance of ZnS Broad. It is given the excess thickness  $x$  (in mm) and the fringe contrasts FC. The transmission is calculated for the maximal excess thickness with the addition of 7 mm owing to the LDC design. The average fringe contrast is calculated on the whole bands.

M-LDC	SF66	P-SF68	SF10	ZnS Broad
Excess thickness $x$	7	10	9	3
Average FC	0.91	0.88	0.73	0.98
Minimal FC (band)	0.33 (J)	0.25 (J)	0.25 (J)	0.58 (R)
Transmission 0.75 $\mu\text{m}$	0.995	0.996	0.997	0.92
Transmission 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.983	0.980	0.99
Transmission 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.875	0.99

and fast phase tracking benefiting to all instruments. We wish also to reach the best dispersion correction possible in  $K$  band to guarantee good performance for MYSTIC. Finally, the instrument MIRCx is now able to record the  $J$  and  $H$  bands on the same detector (Anugu et al. 2020), so we must maintain the fringe contrast higher than 95 per cent on this whole band to get the best performance from the instrument. Verifying all these conditions, we guarantee fringes observation on  $R$ ,  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands simultaneously. Additionally, in the focal laboratory of CHARA, the reserved area for the LDC is limited. By construction, no LDC can be set in the  $J$ ,  $H$ , or  $K$  bands only and the maximal thickness of the glass is limited to 20 mm for the correction of 90 m of air.

The focal laboratory that hosts the main delay lines and the instruments (Fig. 2) is filled with an air under controlled pressure (810 mbar) and temperature (298 K). Its typical relative humidity and its  $\text{CO}_2$  content are about 15 per cent and 450 ppm, respectively. The refractive index of the air in this state was modelled from Ciddor (1996) below 1.5  $\mu\text{m}$  and Mathar (2007) above 1.5  $\mu\text{m}$ . Yet, the refractive index and the group-index of the air, whatever the chosen model, does not deviate by more than  $10^{-7}$  from the values given by Ciddor's model. In the worst case, this leads to discrepancies of the group-delay of 10  $\mu\text{m}$  for 100 m long delay lines, which remain lower than the coherence length of the less resolved instrument. The higher orders of the dispersion models have even less consequences.

Using the Python package ZemaxGlass,<sup>1</sup> we picked up the refractive indices of most of the visible and infrared glasses available from the main suppliers (SCHOTT,<sup>2</sup> OHARA,<sup>3</sup> CDGM<sup>4</sup>), representing 340 glasses in total. Then, using the equation (18), we optimized the fringe contrast on all configurations involving one or two stage(s) of LDC(s) available with our glass database. However, Table 2 shows that a single stage of LDC is not sufficient to correct on all bands. Moreover, two stages of LDCs on the common optical path attenuate too much to guarantee a high enough SNR. Finally, the only acceptable solution within our constrain of transmission and available space in CHARA is with one stage of LDC in the main optical path (M-LDC) and another one confined to the R-band optical path (R-LDC), after the first dichroic plate as illustrated on Fig. 2.

Thus, we optimized on all the pairs of glasses present in our data base. Table 3 shows the results for the best of these configurations

with their fringe contrast and the associated transmission of the media.

A complete and easily accessible data base of extinction coefficients of all the tested glasses was harder to find than their refractive index. For this reason, we could not get an exhaustive ranking of the SNR associated with all configurations, as would permit the  $\Gamma$  factor accounting for the SNR attenuation. Instead of that, we got an exhaustive ranking of the dispersion residuals of each configurations after minimization with our code of the respective quantities  $L$  (equation 13). Then, with the reduced list of the configurations offering the best dispersion correction properties, we used the absorption factor of the glasses to estimate their corresponding SNR attenuation, allowing us to choose the best configuration.

Among the most transmissive optical glasses, SF66 offers the best performance in terms of dispersion compensation, the average fringe contrast being of 97 per cent, most of the contribution owing to the lower performance in  $K$  band. The two other glasses P-SF68 and S-NPH3 have close performance also. Fortunately, SF66 is also totally transmissive from 0.5 to 1.5  $\mu\text{m}$ . Its transmission starts getting down in the  $K$  band but the thickness of glass necessary for the correction remains small and enables to keep 87 per cent of internal transmission up to 2.2  $\mu\text{m}$ , accounting for the total thickness of the static and mobile prisms.

It can be compared to another solution in Table 3 that makes use of the infrared material ZnS Broad for the M-LDC. The study has pointed out this same excellent dispersion compensation properties for many infrared glasses but ZnS Broad has the advantage of the stability as it is not hygroscopic. This solution is very interesting for the infrared instruments, since the throughput remains above 99 per cent along with a close-to-perfect correction of the dispersion on the  $R$ ,  $J$ , and  $H$  bands at the same time. But it costs 8 per cent of transmission losses in the middle of the  $R$  band when accounting for the total thickness of the static and mobile prisms.

Finally, we chose the solution using SF66 both in M-LDC and R-LDC for two reasons. First, our primary goal is to maximize the sensitivity of SPICA. Secondly, as discussed later, the low dispersion in  $H$  and  $K$  bands makes possible synchronized observation without the LDC for saving photons, to the cost of fringe tracking performance. The infrared material ZnS Broad could be the subject of a future completing upgrade where the M-LDC is relocated in the  $JHK$  band (becoming a  $JHK$ -LDC) just after the first dichroic of Fig. 2 and the SF66 replaced with this material.

### 3.3 Expected performance

The chosen configuration can be seen on Fig. 2 with unrealistic scales. Each LDC is made of two wedged ( $11.3^\circ$ ) windows of SF66 including a static piece of thickness 8 mm. The second piece of the M-LDC is 15,4 mm thick at its maximum to allow the maximal differential thickness of 7.4 mm. The second piece of the R-LDC is 10 mm thick to allow the maximal differential thickness of 2 mm.

In the following subsections, we detail the expected performance of the new LDC solution in the different combinations of instruments on CHARA. The related performance is summarized in Table 4.

#### 3.3.1 SPICA-VIS ( $R$ band) with fringe tracking in $H$ band

The Fig. 4 shows the fringe contrast expectation after maximization in the  $R$  and  $H$  bands with or without the M-LDC. The R-LDC is always present. The maximal group-delay in the  $-$  band is about 20  $\mu\text{m}$  (respect. 2  $\mu\text{m}$ ) in absence of M-LDC (respect. in presence

<sup>1</sup>Courtesy Nathan Hagen, <https://github.com/nzhagen/zemaxglass>

<sup>2</sup><https://www.schott.com/english/index.html>

<sup>3</sup><https://www.oharacorp.com/>

<sup>4</sup><http://cdgmglass.com/>

**Table 3.** Performance for simultaneous observations in  $R$ ,  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands when the MDL are 90 m long and the M-LDC (top line) and the R-LDC (left column) are set to their nominal thickness. The notations and conditions are the same as in Table 2. SF66 and S-NPH3 used for the R-LDC give similar performance.

R-LDC	Quantities	M-LDC: SF66	M-LDC: P-SF68	M-LDC: SF10	M-LDC: ZnS Broad
SF66	$x$ (M-LDC)	7	7	15	3
	$x$ (R-LDC)	2	2.5	3.3	1.5
	Average FC	0.97	0.95	0.84	0.99
	Minimal FC (band)	0.78 (K)	0.63 (K)	0.63 (K)	0.95 (R)
	Transmission 0.75 $\mu\text{m}$	0.992	0.997	0.992	0.92
	Transmission 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.987	0.972	0.99
	Transmission 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.835	0.99
S-NPH3	$x$ (M-LDC)	7	10	15	3
	$x$ (R-LDC)	1.7	2	2.7	0.5
	Average FC	0.97	0.95	0.84	0.99
	Minimal FC	0.78 (K)	0.63 (K)	0.63 (K)	0.47 (R)
	Transmission 0.75 $\mu\text{m}$	0.994	0.996	0.992	0.92
	Transmission 1.63 $\mu\text{m}$	0.982	0.983	0.972	0.99
	Transmission 2.19 $\mu\text{m}$	0.87	0.87	0.835	0.99

**Table 4.** Summary of the expected performance for the different observing modes for the worst dispersing case corresponding to 90 m-long MDLs. When MIRCx is working, it implies also SPICA-FT. R-DDL and K-DDL account respectively for SPICA and MYSTIC's DDL. In the case of PAVO operating with H band, MIRCx's DDL would be used with the excess thickness opposite to the one given in the R-DDL line.

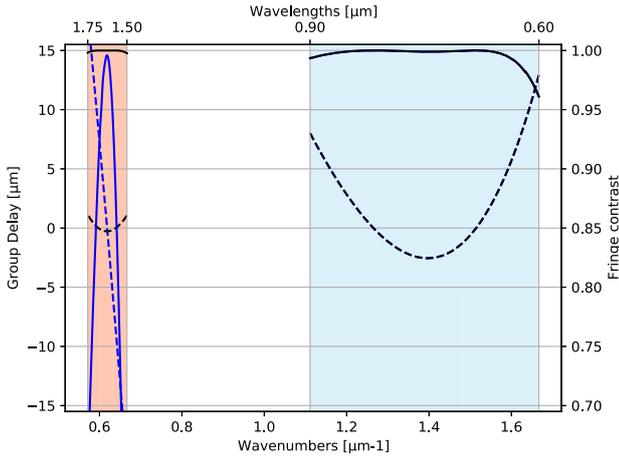
Involved bands or instruments	RJHK			HK			JHK			SPICA-VIS,FT		PAVO,SPICA-FT	
Figure	5			6			5			4		8	
	Differential thicknesses ( $\mu\text{m}$ )												
R-DDL	3810			-			-			6664		6664	
K-DDL	-27.4			-23.4			-27.4			-		-	
M-LDC	7320			8319			7322			8831		8831	
R-LDC	-1980			-			-			-3488		-3488	
Spectral band	$R$	$J$	$H$	$K$	$H$	$K$	$J$	$H$	$K$	$R$	$H$	0.65–0.9 $H$	
Spectral resolution	140	20	20	20	20	20	20	20	20	140	20	30	20
Absolute max GD (per cent of coherence length)	12	15	16	37	9	40	17	16	37	12	6	56	6
Minimal contrast (per cent)	95	97	98	79	99	81	95	98	79	97	99	80	99
Spectral range where contrast exceeds 95 per cent	All	All	All	2.1–2.3	All	2.1–2.3	All	All	2.1–2.3	All	All	0.65–0.85	All
Mid-band throughput	0.992	0.987	0.982	0.87	0.982	0.87	0.987	0.982	0.87	0.992	0.982	0.992	0.982
Minimal SNR attenuation ( $\Gamma$ )	0.90	0.93	0.94	0.47	0.96	0.52	0.89	0.94	0.50	0.93	0.96	0.63	0.96

of M-LDC) which leads, in case of low spectral resolution  $R = 22$ , to a fringe contrast below 70 per cent at the extreme channels whereas it remains over 99 per cent in presence of the M-LDC. This encourages the use of the two LDCs in this observing mode in order to guarantee a fringe contrast higher than 95 per cent (respect. 99 per cent) for SPICA-VIS (respect. SPICA-FT). In addition, we keep an excellent throughput in both bands since it is about 99 per cent (counting the two LDCs) in  $R$  band and 98 per cent (only the M-LDC) in  $H$  band, only considering the internal transmission of the glass. Assuming an anti-reflection coating reducing the Fresnel losses to 1 per cent at each interface, the total transmission losses are around 5 per cent in  $R$  band and 6 per cent in  $H$  band.

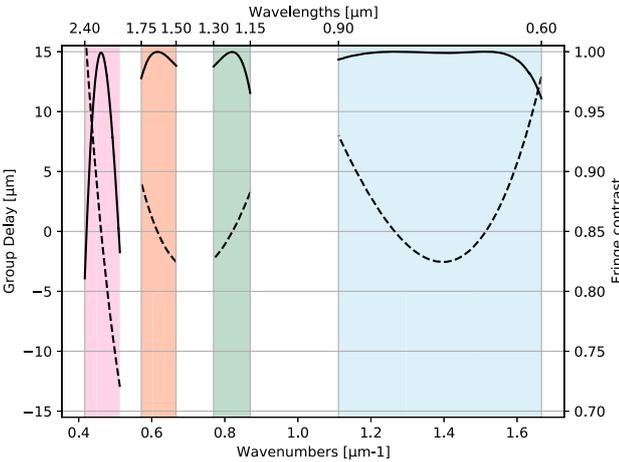
### 3.3.2 SPICA-VIS ( $R$ band), MIRCx ( $J$ , $H$ bands), and MYSTIC ( $K$ band)

Fig. 5 shows that the double LDCs solution guarantees a fringe contrast higher than 95 per cent in  $R$  band and  $J$  band, 97 per cent in

$H$  band, and 80 per cent in  $K$  band (but higher than 95 per cent on half the waveband). The high improvement in the three first bands goes with transmission losses in the longest wavelengths, but lower than with the previous LDC. The transmission throughput of the M-LDC in this band (its thickness is equal to 15 mm for 90 m of MDL, when taking into account its structural minimal thickness of 7.5 mm) is 85 per cent. Moreover, the Fig. 6 shows that the SF66 does not degrade the fringe contrast in this band compared to no LDC at all. Fig. 7 shows the evolution of the SNR attenuation with the geometrical delay for the extreme spectral channels in the  $H$  and  $K$  bands. We focus this figure on these two bands as the glass absorption generates an important attenuation of the SNR in  $K$  band and because the  $K$ -band operations are linked to the fringe tracker operation in  $H$  band. We see that, without M-LDC,  $\Gamma$  falls down in  $H$  band very quickly whereas it stays above 70 per cent in  $K$  band until 90 m of geometrical delay. With M-LDC, the SNR attenuation remains higher than 95 per cent in  $H$  band and higher than 63 per cent in  $K$  band. The high



**Figure 4.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts (solid lines) for SPICA-VIS in *R* band (blue area) and MIRCx in *H* band (orange area) with the R-LDC and with (black) or without (blue lines) the M-LDC. When there is the M-LDC, MIRCx gets better fringe contrast.



**Figure 5.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts loss factor (solid lines) in *R* (blue area), *J* (green area), *H* (orange area), and *K* (pink area) band with the DDLs of SPICA and MYSTIC and the M-LDC and the R-LDC made of SF66.

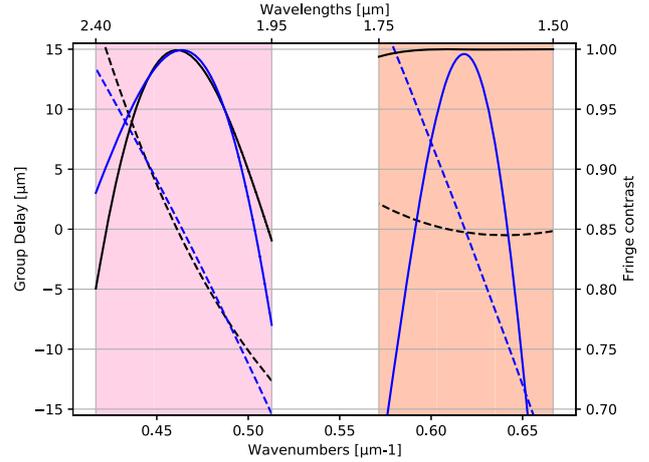
performance in *H* band with the M-LDC will permit longer coherent integration for the observing instruments. This will compensate for the transmission loss in *K* band and even increase the final sensitivity of the instrument.

### 3.3.3 MYSTIC (*K* band) and MIRCx (*J* and *H* bands)

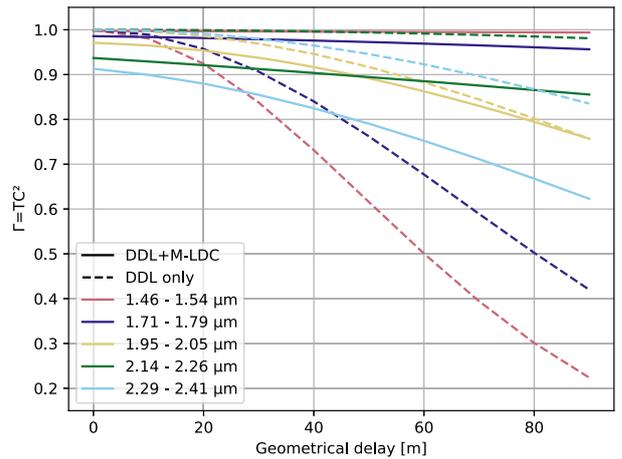
MYSTIC (Monnier et al. 2018) and MIRCx (Kraus et al. 2018) are expected to work alongside during many nights. Both instruments can supply the fringe tracking for the other one, depending on the science goal.

In this *H-K* configuration (see Fig. 6), the M-LDC folds the phase in the *H* band such that there is almost no fringe contrast loss on this whole band. The differential delay line nulls the group-delay of MYSTIC.

But the C-RED One detector equipping MIRCx is also sensitive to the *J*-band and measurements in this band with the two other bands are considered. Due to the configuration of the LDC, this leads to



**Figure 6.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts loss factor (solid lines) for MIRCx in *H* band (orange area) and MYSTIC in *K* band (pink area) with (black) and without (blue) the M-LDC. MYSTIC's DDL are always used to compensate for the 57  $\mu\text{m}$  (or 24  $\mu\text{m}$  with M-LDC) of group-delays between the two instruments. We see that the M-LDC does not improve MYSTIC's fringe contrast but improves a lot the fringe contrast of MIRCx.

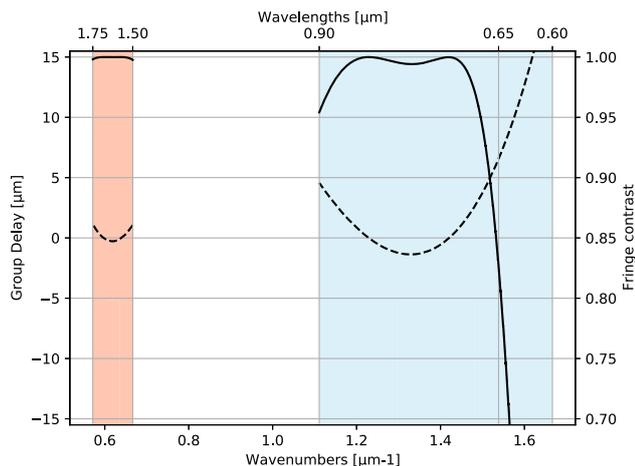


**Figure 7.** Estimation of the SNR attenuation in the extreme spectral channels in the *H* and *K* bands. The middle spectral channel of the *K* band is also plotted for additional information.  $\Gamma = TC^2$  is plotted as a function of the geometrical delay to be corrected.  $\Gamma$  is computed using the transmission of the SF66 at the center of the respective spectral channels and the fringe contrast on these same spectral channels.

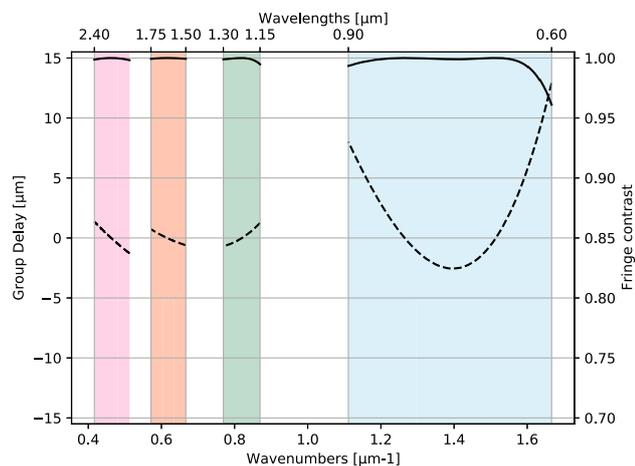
the exact same situation as the *R*, *J*, *H*, and *K* configuration. The performance in *K* band is almost the same as in the *H-K* configuration with a fringe contrast higher than 80 per cent.

### 3.3.4 PAVO (*R* band) with fringe tracking in *H* band

PAVO (Ireland et al. 2008) is a temporally modulating spectrophotometer optimized for high sensitivity in the *R* band (spectral resolution 30). Just like SPICA-VIS, it will benefit from the two LDCs and Fig. 8 shows that the fringe contrast remains high in the whole band while benefiting from a second advantage: the fringe tracking provided by SPICA-FT in *H* band.



**Figure 8.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts (solid lines) for PAVO in  $R$  band (blue area) and MIRCx in  $H$  band (orange area) with the new solution optimized for maximization of the fringe contrast in  $H$ -band and between  $0.65$  and  $0.9 \mu\text{m}$ .



**Figure 9.** Group-delays (dashed lines) and associated fringe contrasts (solid lines) in  $R$  (blue area),  $J$  (green area),  $H$  (orange area), and  $K$  (pink area) band when the ZnS is introduced in the  $J$ ,  $H$ ,  $K$  bands and SF66 is in the  $R$  band. It implies  $\chi(\text{ZnS}) \sim 3 \text{ mm}$  and  $\chi(\text{SF66}) \sim 5 \text{ mm}$ . The same level of performance is observed for infrared glasses such as CsBr, KCl, AgCl, KBr.

## 4 DISCUSSION

The double LDCs solution gives excellent fringe contrast (with high transmission) in the  $R$ ,  $J$ , and  $H$  bands simultaneously. Thanks to the dispersion law of SF66, the dispersion in the  $J$  and  $H$  bands can be very well corrected, enabling to reach fringe contrasts close to 100 per cent in the whole bands, while not increasing the dispersion residues in the  $K$  band. The fringe contrast in  $K$  band, maximal around its centre, remains above 90 per cent on more than half the spectral channels. The good transmission of SF66 in this band and the small thickness necessary for the correction enables keeping a reasonable throughput higher than 87 per cent at  $2.2 \mu\text{m}$ .

To improve even more the transmission in  $K$  band without impacting the  $R$  band, the only solution we found is to replace the M-LDC by a LDC made of infrared medium like ZnS and located on the  $JHK$  optical path. The performance of this solution is close to perfect like we see in Fig. 9. However, two practical constraints prevent us from using it. First, as this glass has a lower transmission in the visible it has to be installed after the infrared/visible dichroic,

but the available space on CHARA does not allow this at that time. Secondly, the manufacturers cannot guarantee a polishing flatness better than a quarter of a wavelength, which involves wavefront flatness of the same order because of the high refractive index of ZnS. This prevents us from using it after the adaptive optics system, i.e. after the infrared/visible dichroic plate, to keep a high injection factor in the fibred instruments.

## 5 CONCLUSION

We have proposed a general methodology to address the problem of dispersion compensation in a 2 beams interferometer, resulting in a single matrix equation whose coefficients can be easily computed from instrumental data (index variation of the material involved and bounds of spectral bands). It has been applied to the simultaneous correction of longitudinal dispersion in  $R$ ,  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands on CHARA.

We identified SF66 as being the most suitable glass (among standard glass catalogues SCHOTT, OHARA, CDGM and some infrared glasses) for the compensation of the longitudinal chromatism in the visible and near-infrared bands  $R$ ,  $J$ , and  $H$  while keeping an excellent throughput in  $K$ . A low spectral resolution simultaneously on these four bands ( $R = 140$  in  $R$  band,  $R = 20$  in the three others) is reachable for a differential air thickness up to 90 m with the DDLs and two LDCs: a first one in the common path for maximizing contrast in  $J$  and  $H$  bands while keeping it high in  $K$  band and a second one in the visible path only for maximizing contrast between  $0.6$  and  $0.9 \mu\text{m}$  without degrading the transmission in the  $K$  band. With this solution the residual dispersion and the transmission losses of the two LDC stages after correction for 90 m of MDL are responsible for an attenuation of 0.90, 0.93, and 0.94 on the SNR in respectively  $R$ ,  $J$ , and  $H$  bands. With the same considerations, the attenuation on the SNR in  $K$  band is 0.47 with our solution and 0.43 in absence of LDC correction (owing exclusively to the dispersion residuals). These values account for the most impacted spectral channels of each spectral band. Since the presence of LDC also increases the SNR for the fringe-tracker in  $H$  band, whose high performance is critical for the instrument MYSTIC in the  $K$  band, the use of LDC is clearly benefiting to this instrument.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The CHARA/SPICA instrument is funded by Centre National de la Recherche Scientifique, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, and by the Région Sud. The Center for High Angular Resolution Astronomy Array is supported by the National Science Foundation under grant nos AST-1636624 and AST-1715788. Institutional support has been provided from the Georgia State University College of Arts and Sciences and the Georgia State University Office of the Vice President for Research and Economic Development. The doctoral fellowship of CP is co-funded by Observatoire de la Côte d'Azur and Office National d'Etudes et de Recherches Aéropatiales.

## DATA AVAILABILITY

The data underlying this article will be shared on reasonable request to the corresponding author.

## REFERENCES

- Anugu N. et al., 2020, *The Astronomical Journal*, 160  
 Berger, 2003, Preliminary Results from the Longitudinal Dispersion Compensation System for the CHARA Array. SPIE, p. 4838  
 Ciddor P. E., 1996, *Appl. Opt.*, 35, 1566

- Creech-Eakman M. et al., 2018, in Mérand A., Creech-Eakman M. J., Tuthill P. G., eds, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. SPIE, Bellingham, p. 5
- Gravity Collaboration et al., 2017, *A&A*, 602, A94
- Ireland M. J. et al., 2008, in *Optical and Infrared Interferometry*. Marseille, France, p. 701324
- Kraus S. et al., 2018, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. SPIE, p. 10701
- Labeyrie A., 1975, *ApJ*, 196, L71
- Lacour S. et al., 2019, *A & A*, 624, A99
- Lawson P. R., Davis J., 1996, *Appl. Opt.*, 35, 612
- Lopez B. et al., 2014, *Messenger*, 157, 5
- Mahajan V. N., 1983, *J. Opt. Soc. Am.*, 6, 860
- Maréchal A., 1947, *Rev. d'Opt.*, 26, 257
- Mathar R. J., 2007, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 9, 470
- Matter A., Vannier M., Morel S., Lopez B., Jaffe W., Lagarde S., Petrov R. G., Leinert C., 2010, *A&A*, 515, A69
- Monnier J. D. et al., 2018, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*, SPIE
- Mourard D. 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. 84450K
- Mourard D. et al., 2017, *J. Opt. Soc. Am. A*, 34, A37
- Mourard D. et al., 2018, in Mérand A., Creech-Eakman M. J., Tuthill P. G., eds, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. SPIE, Bellingham, p. 55
- Pannetier C. et al., 2020, in Mérand A., Sallum S., Tuthill P. G., eds, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. SPIE, Bellingham, p. 26
- Ruilier C., Cassaing F., 2001, *J. Opt. Soc. Am. A*, 18, 143
- Tango W. J., 1990, *Appl. Opt.*, 29, 516
- ten Brummelaar T. A. et al., 2013, *J. Astron. Instr.*, 02, 1340004
- ten Brummelaar T. A., 1995, *Appl. Opt.*, 34, 2214

## APPENDIX A: WIDE-BAND FRINGE CONTRAST

In this section, we detail the calculations that lead to the wide-band fringe contrast given by equation (12).

The phase-delay between two arms of the interferometer already defined in the equation (2) is

$$\Phi(\sigma) = 2\pi\sigma \sum_i n_i(\sigma)x_i \quad (\text{A1})$$

We introduce the vector  $\mathbf{x} = (x_i)_{i \in [0, N]}$  made up of the geometrical delays and the  $N$  media in presence. To observe fringes on the detector, we need to introduce a modulation phase  $\theta_m$ .

For a given wavenumber  $\sigma$ , the monochromatic interferogram resulting from the phase-delay dispersion and modulation between two coherent beams is

$$I(\sigma, \mathbf{x}, \theta_m) = \Re\{\bar{I}(\sigma)(1 + C_{\text{ref}}(\sigma)e^{i(\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) + \theta_m(\sigma))})\}, \quad (\text{A2})$$

where

- (i)  $\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)$  is the phase-delay as given in equation (2) for differential thicknesses  $(x_i)_{i \in [0, N]} = \mathbf{x}$  gathered in the vector.
- (ii)  $\theta_m(\sigma)$  is the modulation phase necessary for observing fringes. It can either be introduced spatially (spatial modulation) or dynamically (temporal modulation).
- (iii)  $\bar{I}(\sigma)$  is the incoherent intensity measured on the detector.
- (iv)  $C_{\text{ref}}(\sigma)$  is the fringe contrast.
- (v)  $i$  is the complex number defined as  $i^2 = -1$ .

On the detector, each pixel measures the incoherent addition of the monochromatic interferograms at all wavenumbers within the spectral channel. The polychromatic interferogram of a given spectral channel  $\Sigma$  is thus only the continuous addition of the monochromatic

interferograms given in equation (A2).

$$I_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}) = \Re \left\{ \int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) (1 + C_{\text{ref}}(\sigma)e^{i(\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) + \theta_m(\sigma))}) d\sigma \right\}, \quad (\text{A3})$$

which can be rewritten

$$I_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}) = \bar{I}_{\Sigma} + \tilde{I}_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}), \quad (\text{A4})$$

where

$$\bar{I}_{\Sigma} = \Re \left\{ \int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) d\sigma \right\} \quad (\text{A5})$$

is the polychromatic incoherent intensity on the detector and

$$\tilde{I}_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}) = \Re \left\{ \int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) C_{\text{ref}}(\sigma) e^{i(\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) + \theta_m(\sigma))} d\sigma \right\} \quad (\text{A6})$$

is the coherent term of the interferogram, responsible for the fringe pattern.

For a function  $f$ , let's define  $\langle f \rangle_{\Sigma}$  its normalized weighted mean on a wavenumber set  $\Sigma$  with chromatic weights  $w(\sigma)$  such that

$$\langle f(\sigma) \rangle_{\Sigma} = \frac{\int_{\Sigma} w(\sigma) f(\sigma) d\sigma}{\int_{\Sigma} w(\sigma) d\sigma} \quad (\text{A7})$$

Now, let's apply it to the function  $f(\sigma) = \exp(i\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma))$  on the set of wavenumbers  $\Sigma$  where the weights  $w(\sigma)$  are the product of the detector incoherent illumination  $\bar{I}(\sigma)$  and the modulation function  $\exp(i\theta_m(\sigma))$ :

$$\langle e^{i\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)} \rangle_{\Sigma} = \frac{\int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) C_{\text{ref}}(\sigma) e^{i\theta_m(\sigma)} e^{i\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)} d\sigma}{\int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) C_{\text{ref}}(\sigma) e^{i\theta_m(\sigma)} d\sigma}. \quad (\text{A8})$$

This is the ratio of the actual interferogram divided by the interferogram in absence of dispersion (i.e. when  $\forall \sigma, \Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) = 0$  and thus giving the highest contrast possible). We note this perfect interferogram  $\tilde{I}_{0, \Sigma}(\theta_m)$ :

$$\tilde{I}_{0, \Sigma}(\theta_m) = \int_{\Sigma} \bar{I}(\sigma) C_{\text{ref}}(\sigma) e^{i\theta_m(\sigma)} d\sigma. \quad (\text{A9})$$

Using this new notation, the equation (A8) gives us

$$\tilde{I}_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}) = \Re \left\{ \tilde{I}_{0, \Sigma}(\theta_m) \langle e^{i\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)} \rangle_{\Sigma} \right\}. \quad (\text{A10})$$

Since the goal is to minimize the contrast loss, we expect a small phase residue after minimization. So, for the identification of the best  $\mathbf{x}$ , we can assume a small dispersion and use the approximation:

$$\langle e^{i\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)} \rangle_{\Sigma} \simeq e^{i\langle \Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) \rangle_{\Sigma}} e^{-\text{Var}_{\Sigma}[\Phi_{\mathbf{x}}(\sigma)]/2}. \quad (\text{A11})$$

A second-order Taylor expansion in equation (A11) would lead to  $1 - \text{Var}_{\Sigma}[\Phi]/2$ . This is a classical computation in optics known as the Marechal approximation for the Strehl Ratio Maréchal (1947), but it has been shown later that the formula  $\exp(-\text{Var}_{\Sigma}[\Phi]/2)$  is much better Mahajan (1983): the two formulas have the same second-order behaviour, but the presence of higher order terms in the second one considerably enlarges its validity domain. In particular, if  $\Phi$  has a Gaussian distribution, then equation (A11) strictly holds. The detailed derivation of equation (A11) can be found in Ruilier & Cassaing (2001).

Finally, this enables us to rewrite the modulated polychromatic interferogram:

$$\tilde{I}_{\Sigma}(\theta_m, \mathbf{x}) \simeq \Re \left\{ \tilde{I}_{0, \Sigma}(\theta_m) e^{i\langle \Phi_{\mathbf{x}}(\sigma) \rangle_{\Sigma}} \right\} C_{\Sigma}(\mathbf{x}), \quad (\text{A12})$$

where

- (i)  $\tilde{I}_{0, \Sigma}(\theta_m)$ , defined in equation (A9). It fits in a coherence envelop shaped by the spectrograph's spectral channel shape.

(ii)  $\exp(i \langle \Phi_x(\sigma) \rangle_\Sigma)$  makes appear the phase shift due to the mean phase-delay introduced by the set of media, weighted with the instrument throughput, the spectrum of the source and the monochromatic fringe contrast.

(iii) An attenuation factor is

$$C_\Sigma(\mathbf{x}) = \exp(-\text{Var}_\Phi[\Phi_x(\sigma)]/2) \leq 1. \quad (\text{A13})$$

It is responsible for the attenuation of contrast on the spectral band and includes the losses induced by the mean group-delay and the dispersion.

Of course, by definition of the modulation  $\theta_m$ , we want to observe the maximum contrast for  $\theta_m = 0$ . We can put aside the mean phase difference  $\langle \Phi_x(\sigma) \rangle_\Sigma$  when calculating the contrast  $C_{\Phi,\Sigma}$  of the fringes. Finally, in the total polychromatic interferogram of a given spectral channel  $\Sigma$ , the continue part  $\tilde{I}_\Sigma$  is not impacted by the dispersion effects while the contrast of the modulated part  $\Re\{\tilde{I}_{0,\Sigma}(\theta_m) \exp(i \langle \Phi_x(\sigma) \rangle_\Sigma)\}$  is reduced by the loss factor  $C_\Sigma(\mathbf{x})$ .

## APPENDIX B: MULTI-BAND FRINGE CONTRAST MAXIMIZATION EQUATION

From the Appendix A, we know the dependence of the fringe contrast with the dispersion residues. Let's take a spectointerferometer observing on several spectral channels  $\Sigma$ , disjoint or not. We want to maximize the contrast of all the interferograms given by these spectral channels. For doing that, we can minimize  $L(\mathbf{x})$  defined as

$$L(\mathbf{x}) = - \sum_\Sigma W_\Sigma \log C_\Sigma(\mathbf{x}), \quad (\text{B1})$$

where  $W_\Sigma$  is the weight arbitrary given to the spectral channel  $\Sigma$  to favour an instrument before another.

According to the average defined in equation (A7), the computation of the variance should take into account the source intensity, the fringe contrast and the instrument throughput. For simplicity, we assume all these values unitary on the whole spectral bands.

The equation (B1) leads to

$$L(\mathbf{x}) = 2\pi^2 \sum_\Sigma W_\Sigma \times \int_\Sigma \left[ \sum_{i=0}^N \Pi_i(\sigma) (n_i(\sigma)\sigma - \langle n_i(\sigma)\sigma \rangle_\Sigma) x_i \right]^2 d\sigma. \quad (\text{B2})$$

$L$  is quadratic in the space of the differential thicknesses  $x_i$ . The minimum of this function of  $N + 1$  variables ( $x_0, \dots, x_N$ ) is found at the position,  $\mathbf{x}_{\text{opt}}$  where the partial derivatives  $\frac{\partial L}{\partial x_i}(\mathbf{x}_{\text{opt}})$  are equal to zero. These derivatives can be written as

$$\frac{\partial L}{\partial x_i}(\mathbf{x}) = 8\pi^2 \sum_\Sigma W_\Sigma \int_\Sigma (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) \sum_{j=0}^N x_j (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_j \rangle) d\sigma \quad (\text{B3})$$

with  $\tilde{n}_i(\sigma) = \Pi_i(\sigma)\sigma n_i(\sigma)$  using the 'flag' function

$$\Pi(\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{if medium } i \text{ contributes to } \Sigma, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (\text{B4})$$

The geometrical delay  $x_0$  is a known entrance variable. A first-order and trivial correction of the group-delay can be done by setting the ODL to

$$x'_1 = \frac{-x_0}{n_{g,1}(\sigma_0)} \quad (\text{B5})$$

such that the group-delay is minimized at an arbitrary wavenumber  $\sigma_0$ . The refractive index  $n_1$  is thus less interesting than the refractive index  $n_\epsilon$  defined as

$$n_\epsilon(\sigma) = 1 - n_1(\sigma)/n_{g,1}(\sigma_0), \quad (\text{B6})$$

which accounts for the 'extra' index of air with respect to vacuum that remains after the correction of the ZGD for the arbitrary wavenumber  $\sigma_0$ . Note that  $\tilde{n}_\epsilon$  follows the same definition introduced for the  $\tilde{n}_i$ .

This leads us to introduce a new vector  $\mathbf{x}' = (\delta x_1, x_2, \dots, x_N)$  where  $x_1 = x'_1 + \delta x_1$  such that  $\delta x_1$  corresponds to the (algebraic) excess thickness of ODL necessary for nulling the group-delay.

The equation (B3) can be rewritten on its vector form that clearly distinguishes the residual dispersion and the correction that needs to be done:

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{x}' = \mathbf{d}, \quad (\text{B7})$$

where

(i) the vector  $\mathbf{d} = (d_i)_{i \in [1, N]}$ , made of the covariances between the spectral deviation and the phase dispersion introduced by the additional media, where

$$d_i = -x_0 \sum_\Sigma W_\Sigma \int_\Sigma (\tilde{n}_\epsilon(\sigma) - \langle \tilde{n}_\epsilon \rangle) (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) d\sigma \quad (\text{B8})$$

(ii) the matrix  $\mathbf{M} = (m_{ij})_{(i,j) \in [1, N]^2}$ , made of the covariances between all additional media's phase dispersion, where

$$m_{ij} = \sum_\Sigma W_\Sigma \int_\Sigma (\tilde{n}_i(\sigma) - \langle \tilde{n}_i \rangle) (\tilde{n}_j(\sigma) - \langle \tilde{n}_j \rangle) d\sigma. \quad (\text{B9})$$

The equation (B7) is sensitive to numerical noise due to the fact that the matrix  $\mathbf{M}$  is ill conditioned. For the best corrector, its conditioning is typically between  $10^{-6}$  and  $10^{-8}$ . It gets higher as the spectral band to correct gets thinner. Indeed, the majority of the correction is done by putting the average group-delay to zero. However, albeit ill conditioned, the inverse  $\mathbf{M}^{-1}$  of the matrix  $\mathbf{M}$  still exists and this equation admits only one solution

$$\mathbf{x}'_{\text{opt}} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{d} \quad (\text{B10})$$

that corresponds to the control equation for the  $N$  media that form the dispersion control in addition to the first order correction  $x'_1$ .

## APPENDIX C: ACCOUNTING FOR THE TRANSMISSION

For a wide band LDC, glasses with good transmission all across the band are difficult to find. This appendix shows how to add transmission losses in the dispersion criterion from Appendix B to help identifying the best glasses for the LDC.

For a two-beam interferometer, the vector of LDC thicknesses on arms 1 and 2 are  $\mathbf{t}^1$  and  $\mathbf{t}^2$ , respectively, can always be written as

$$\mathbf{t}^a = \mathbf{t}^0 + \epsilon^a \mathbf{x}/2, \quad (\text{C1})$$

where  $a \in \{1, 2\}$  is the arm index,  $\epsilon^a = -(-1)^a$ , and  $\mathbf{t}^0$  is the common vector of average positions, which does not impact on the visibility since only the differential delays  $\mathbf{x}$  between the arms matter. This offset  $\mathbf{t}^0$  results from the LDC geometry (cf Fig. 2) and the necessity to always have positive thicknesses despite the fact that  $\mathbf{x}$  can have both positive and negative values for maximum sky coverage.

The global transmission  $\tau_a$  on each arm  $a$  is thus

$$\tau_\Sigma^a \simeq \exp(-\alpha_\Sigma \cdot \mathbf{t}^a), \quad (\text{C2})$$

where  $\alpha_\Sigma$  is the vector of absorption coefficients at the central wavenumber in each (small) channel.

Maximizing the fringe attenuation factor, proportional to  $\sqrt{\tau_\Sigma^1 \tau_\Sigma^2}$  in each channel, boils down to minimizing a new criterion  $L'$ , in logarithmic scale as the visibility attenuation in equation (13), which writes

$$L' = \sum_{\Sigma} W'_\Sigma \alpha_\Sigma \cdot t^0, \quad (\text{C3})$$

where  $W'_\Sigma$  are weights, analogous to those introduced for dispersion.

For a two-beam interferometer,  $L'$  is only affected by  $t^0$ , and not by  $\mathbf{x}$ , since when reducing thickness on one arm, the same length is added on the other arm with the symmetric command of equation (C1). To minimize the transmission loss,  $t^0$  has to be minimized at each command, such that

$$\min_a(t_i^a) = t_{i,\min}^0, \quad (\text{C4})$$

where  $a$  runs over all the sub-aperture indexes and the minimum value  $t_{i,\min}^0$  for each  $t_i^0$  results from the diameter  $D_i$  and angle  $\beta_i$  of the  $i$ th LDC prism (Fig. 2):

$$t_{i,\min}^0 = D_i \tan \beta_i. \quad (\text{C5})$$

The angle  $\beta_i$  is a free LDC parameter, only constrained by the maximum correction to apply  $|x_{i,\max}|$  and the stroke  $B_i$  of the  $i$ th translation stage. Its minimum value is

$$\beta_{i,\min} = \arctan\left(\frac{|x_{i,\max}|}{B_i}\right). \quad (\text{C6})$$

With more than two beams, control equations similar to equations (C1) and (C4) can be derived. But for simplicity, the criterion  $L'$  can be computed only for the baseline leading to the largest  $|\mathbf{x}|$ ,  $|\mathbf{x}_{\max}|$ , which dominates performance.

The effect of intensity losses, assuming optimal design and equal diameters ( $D$ ) and stroke ( $B$ ) for all LDC glasses, is thus bounded by

$$L'(\mathbf{x}_{\max}) = \left(\frac{1}{2} + \frac{D}{B}\right) \sum_{\Sigma} W'_\Sigma \alpha_\Sigma \cdot |\mathbf{x}_{\max}|. \quad (\text{C7})$$

This term can be used to compute a total criterion  $L + L'$  taking the LDC transmission into account.

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

Troisième partie

# Cophasage d'un interféromètre stellaire

## Chapitre 5

# Un simulateur de suivi de franges sous Python : cophasIM

Nous entrons maintenant dans une partie consacrée au cophasage d'un interféromètre stellaire. Dans les Chap. 6 et 7 je présenterai mes travaux sur le suiveur de frange *SPICA-FT* puis l'étude de la recombinaison optimale des faisceaux d'un interféromètre dans le but de le cophaser. Pour mener ces travaux, j'ai développé le package Python *cophasIM* capable de simuler le cophasage d'un interféromètre à  $N$  télescopes avec une modularité suffisante pour permettre de tester différents recombineurs et algorithmes de commande. Je présente dans ce chapitre la structure et les capacités du simulateur.

Le suivi de franges a fait l'objet de simulations dès les premiers développements, avec par exemple les travaux de PADILLA et al. (1995) puis la création en IDL du simulateur GENIEsim (ABSIL et al., 2003) plus récemment sur lequel se sont basés BLIND et al. (2011) pour leur étude de la deuxième génération de suiveurs de frange pour le VLTI. Plus tard, CHOQUET et al. (2014) ont repris le simulateur temporel *cohlib* développé par Frédéric Cassaing, ingénieur de recherche à l'ONERA, pour y intégrer les logiques de commandes de *GRAVITY-FT* et étudier plus en détail différents algorithmes d'asservissement. Mon simulateur, pour ce qui est de la structure de base, est parti d'une conversion en Python de son simulateur codé en IDL.

Comme les précédents donc, ce simulateur a l'ambition d'être suffisamment réaliste pour pouvoir étudier les performances d'un suivi de franges. En revanche, il doit aussi être suffisamment flexible pour permettre de comparer plusieurs suiveurs de frange que ce soit en terme de senseurs de frange ou logiques de commandes. Comme nous le verrons en détail dans le Chap. 6, le suiveur de franges *SPICA-FT* a un comportement non linéaire inhérent à sa commande *GD* et au repliement de la mesure *PD* sur  $[-\pi, \pi]$  (Sec. 1.4.3, Eq. 1.47) et les pertes totales ou partielles d'injection dans les fibres y ajoutent de l'instabilité temporelle. Ce constat rend plus naturel l'utilisation d'un simulateur temporel que d'un simulateur fréquentiel comme aurait tendance à utiliser un automaticien de prime abord. En outre, l'algorithmie temporelle permet d'être au plus près de l'algorithmie réellement intégrée dans le suiveur de franges. Pour ces différentes raisons, le simulateur *cophasIM* est un simulateur temporel.

### 5.1 Schéma-bloc de la simulation numérique

Le schéma de principe de la simulation numérique d'une boucle de cophasage est donné en Fig. 5.1.

L'interaction entre les signaux objets, perturbations et lignes à retard se déroule dans l'espace des bases sous la forme du produit des flux cohérents du champ qui les représente. Physiquement, cette interaction correspond à l'Eq. 1.3 dans le plan  $(u, v)$  de l'interféromètre. C'est à la fois la façon la plus physique et la plus efficace de transmettre les informations de flux (ou de transmission) et de visibilité complexes (ou de déphasage) entre ces trois acteurs. Les matrices flux cohérents  $\mathbf{\Gamma}$  contiennent en effet ces trois informations sous la seule forme d'un `float` complexe par télescope (`float` réel dans ce cas) et par base et ce pour chaque longueur d'onde.

Le vecteur flux cohérents  $\mathbf{\Gamma}_{\text{true}}$  issu de ce produit est injecté dans le bloc *FS*. Pour gagner en temps de calcul, la dimension NB (cf. Tab. 5.2) du vecteur est alors diminuée à la dimension du nombre d'*OPD* effectivement mesurées par le *FS*, NBmes. La *Visibility-To-Pixel Matrix (V2PM)*, de dimension

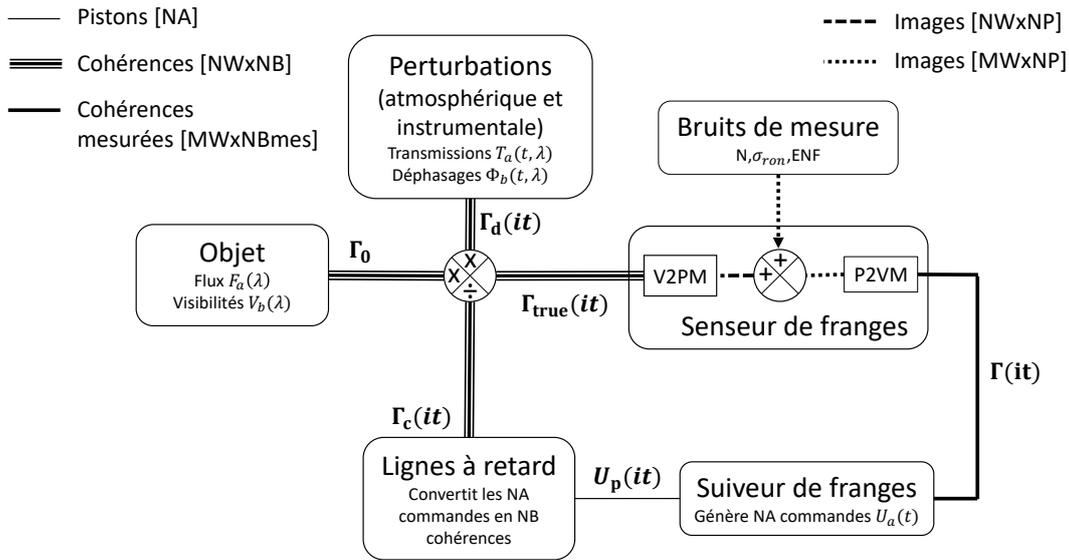


FIGURE 5.1 – Schéma-bloc de la boucle de cophasage numérique du simulateur `cophasSIM`. Les informations sont stockées dans des matrices dont la première dimension est le temps et les suivantes dépendent de la nature physique du signal qu'elle décrit. Chaque signal transmis est représenté par un trait dont la morphologie définit sa nature physique et la dimension de la matrice qui le décrit selon la légende.

$NW \times NP \times NBmes$  convertit d'abord les flux cohérents en des intensités dans  $NW$  canaux spectraux plus nombreux que les  $MW$  canaux spectraux du `FS`. Une explication détaillée de la `V2PM` est donnée en Sec. 6.1.2. Ces images suréchantillonnées (un facteur 20 suffit en général) sont ensuite additionnées au sein des  $MW$  canaux spectraux du `FS`, faisant apparaître la perte de contraste due au `GD`. Un bruit de mesure est ajouté suivant le modèle du détecteur, puis les intensités bruitées sont multipliées par la `Pixel-To-Visibility Matrix (P2VM)` pour obtenir les  $NBmes$  flux cohérents mesurés par canal spectral. En parallèle de la mesure, le bloc `FS` estime le `RSB` des mesures pour chaque base.

Les flux cohérents mesurés et leur `RSB` associé sont utilisés par le bloc `FT` pour générer les  $NA$  commandes  $\mathbf{U}_p$  permettant de cophaser l'interféromètre. Ces  $NA$  commandes sont envoyées au bloc lignes à retard qui les convertit en flux cohérents  $\Gamma_c$  selon le modèle des lignes à retard, pour qu'ils soient multipliés par les flux cohérents de la source  $\Gamma_0$  et de la transmission atmosphérique et instrumentale  $\Gamma_d$  à l'échantillonnage spectral élevé.

Le simulateur `cophasSIM` n'intègre pour le moment pas de sur-échantillonnage temporel, c'est-à-dire que chaque itération correspond à une image du senseur de frange. Or durant le temps d'intégration de la caméra, les franges continuent de se déplacer. Cette fois ce n'est pas la turbulence atmosphérique le principal responsable puisque le `FS` est justement conçu pour fonctionner avec un temps d'intégration très inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère. La perturbation principale à cette échelle de temps est la réponse temporelle des lignes à retard. Or l'absence de sur-échantillonnage empêche de simuler leur régime transitoire qui l'amène à la position souhaitée et qui fait dérouler à grande vitesse les franges durant le déplacement. Les lignes à retard sont donc actuellement de simple réponse Heaviside dont la latence est un nombre entier de trames.

La simulation d'une séquence de 10 s échantillonnée temporellement par images de 3 ms et spectralement sur 50 canaux spectraux, avec l'algorithme de `SPICA-FT`, prend typiquement 50 s sur mon ordinateur, celui-ci étant équipé de 12 processeurs logiques fonctionnant à 2.20 GHz et d'une mémoire vive de 16 Go.

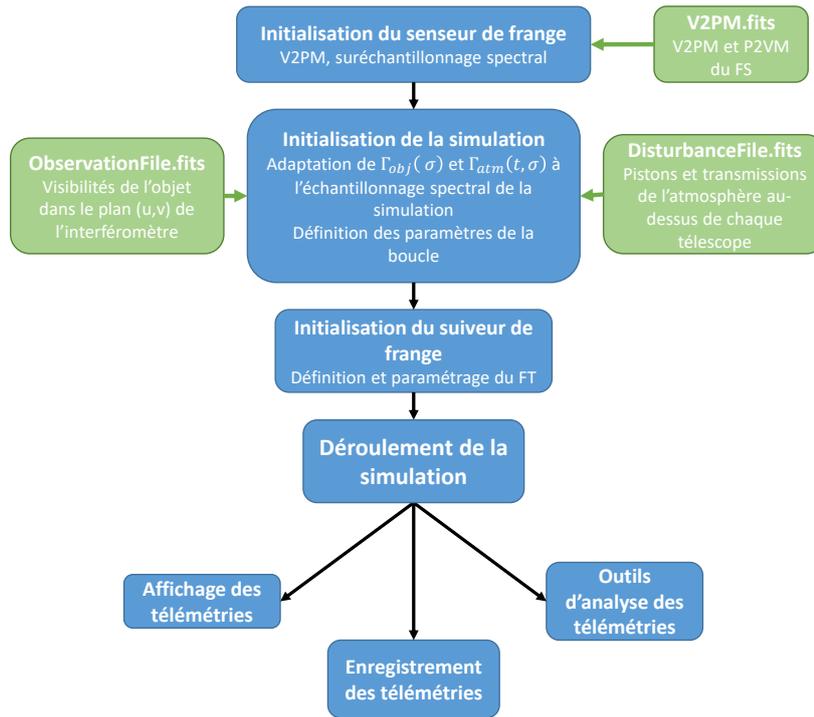


FIGURE 5.2 – Déroulé d’une simulation avec cophasIM.

## 5.2 Définition et lancement d’une simulation

Avant de lancer la boucle itérative décrite en Sec. 5.1, il est nécessaire d’initialiser les variables de la simulation (scalaires, matrices, vecteurs, etc...) sur lesquelles elle s’appuie. Le déroulé d’une simulation est schématisé en Fig. 5.2. Toujours dans un esprit de flexibilité du simulateur, les différents blocs sont définis de manière indépendante lors de l’initialisation de la simulation. Ainsi, chaque bloc est une fonction ou un module Python à part entière qui peut être modifié ou créé par l’utilisateur.

### 5.2.1 Initialisation du capteur de franges

L’initialisation des variables de la simulation débute par celle du FS car c’est lui qui détermine l’échantillonnage spectral "macro" (MW) de la simulation. Le package contient pour cela plusieurs fonctions dont chacune permet de définir les échantillonnages "macro" et "micro" (donc aussi leur résolution spectrale) et de générer les V2PM et P2VM de différents FS :

- PAIRWISE : permet, à partir d’une matrice, de définir n’importe quel FS de type *pairwise* (cf. Sec. 6.1.2) dont chaque paire est modulée en ABCD ou AC avec des équilibres photométriques et déphasages parfaits ou imparfaits.
- SPICAFS\_TRUE : permet de lire un fichier P2VM.fits contenant les V2PM et P2VM mesurées en laboratoire. Celles-ci définissent du même coup l’échantillonnage "macro" et le paramètre OW permet de générer l’échantillonnage "micro".
- MIRCx\_FS : génère la V2PM et P2VM de MIRC-X, exemple de recombineur All-In-One (AIO), selon le design optique décrit dans son article référence et avec les échantillonnages spectraux souhaités.

Le Tab. 5.1 liste les variables de la simulation directement liés au FS, qui sont définies lors de l’appel de l’une des trois fonctions mentionnées ci-dessus.

TABLE 5.1 – Paramètres du FS. I=entier ; F=flottant ; S=chaîne de caractères ;

Name	Signification physique	Type	Unité
name	Nom du FS	S	-
func	Nom de la fonction qui régit le FS	S	-
NP	Nombre de pixels	I	-
NINmes	Nombre d'OPD mesurées	I	-
NBmes=NA+2×NINmes	Nombre de flux cohérents (partie réelle et imaginaire) et de photométries mesurées	I	-
MW	Taille de l'échantillonnage "macro"	I	-
V2PM	V2PM	F [NW,NP,NBmes]	-
P2VM	P2VM sur l'échantillonnage "micro"	F [NW,NP,NBmes]	-
macroP2VM	P2VM sur l'échantillonnage "macro"	F [MW,NBmes,NP]	-
Piston2OPD	Matrice de passage des pistons aux OPD	F [NINmes,NA]	-
OPD2Piston_moy	Matrice de passage des OPD mesurés aux pistons	F [NA,NINmes]	-
OPD2Piston	Matrice de passage des OPD mesurés aux pistons, avec soustraction de la LAR référence s'il y en a une	F [NA,NINmes]	-
R	Résolution spectrale	F	-
T	Transmission du recombineur	F	-
QE	Efficacité quantique du détecteur	F [MW]	-
sigma_ron	Bruit de lecture	F	-
ENF	Bruit d'amplification	F	-
imsky	Carte de bruit de fond	F [MW,NP]	ADU
sigmap	Carte de bruit de courant	F [MW,NP]	ADU
ich	Correspondance des pixels et bases associées	liste de tuples	-
active_ich	Indice des bases mesurées dans le vecteur OPD mesurées, -1 si non mesuré	liste d'entiers	-
PhotometricSNR	SNR( $ V ^2$ ) de chaque base mesurée, normalisé par le SNR dans le cas d'une base équilibrée	F [NINmes]	-
Modulation	Type de modulation ('ABCD' ou 'AC')	S	-
NMod	Nombre de modulations	I	-
ABCDind	Correspondance des déphasages A,B,C,D avec les pixels du détecteur	I [NMod]	-

## 5.2.2 Initialisation des paramètres globaux

Une fois le FS initialisé, on peut définir toutes les variables qui définissent le contexte de l'observation : objet observé, interféromètre utilisé, type de perturbation, durée de l'observation, temps d'intégration, et d'autres paramètres listés dans le Tab. 5.2. Pour cela, une fonction `initialize` permet de renseigner ces paramètres manuellement et de lire deux fichiers qui en contiennent une partie :

- Le fichier `ObservationFile.fits` décrit l'observation effectuée, c'est-à-dire les flux reçus par l'interféromètre et les visibilitées complexes dans son plan (u,v) calculés à partir des définitions de l'objet (nom, dimensions, magnitude) et de l'interféromètre stellaire avec lequel il est observé (coordonnées, dimension et transmission des télescopes).
- Le fichier `DisturbanceFile.fits` décrit la perturbation atmosphérique, il contient les séquences temporelles de pistons atmosphériques au-dessus de chaque télescope, calculées grâce à une description de l'atmosphère par les paramètres  $r_0$ ,  $\tau_0$  et  $L_0$  décrits en Sec. 1.3. Peuvent s'ajouter également, si souhaité, des pertes partielles en transmissions issues des données réelles de MIRC-X ou des pertes totales définies par l'utilisateur.

Le processus de création de ces deux types de fichiers est expliqué en Sec. 5.4.

TABLE 5.2 – Paramètres globaux de la simulation. I=entier ; F=flottant

Name	Signification physique	Type	Unité
NA	Nombre de télescopes	I	-
NIN	Nombre de bases	I	-
NB	Nombre d'inconnus sur les flux cohérents et photométries ( $NB = NA^2$ )	I	-
NC	Nombre de clôtures de phase (3 parmi NA)	I	-
Ncp	Nombre de clôtures de phase indépendantes $(NA-1)(NA-2)/2$	I	-
spectra	Échantillonnage spectral "micro"	F[NW]	$\mu\text{m}$
spectraM	Échantillonnage spectral "macro"	F [MW]	$\mu\text{m}$
NW	Longueur de l'échantillonnage "micro" (=OW*MW)	I	-
OW	Facteur de sur-échantillonnage spectral	I	-
MW	Longueur de l'échantillonnage "macro"	I	-
NT	Durée de la simulation en nombre d'itérations	I	-
dt	Durée d'une itération, donc temps d'intégration de la caméra	F	ms
timesteps	Echantillonnage temporel de la simulation	F [NT]	ms
InterfArray	Objet Python contenant les informations sur l'interféromètre	classe	
Obs	Objet Python contenant les informations sur le contexte d'observation	classe	
Target	Objet Python contenant les informations sur l'objet observé	classe	

### 5.2.3 Initialisation du suiveur de franges

Le package Python contient aujourd'hui uniquement deux **FT**. Le premier, initialisable par la fonction **SPICAFT** est l'algorithme de commande de **SPICA-FT** décrit en Chap. 6. Le second, initialisable par la fonction **SimpleIntegrator**, est une simplification de cet algorithme ne faisant ni intervenir la pondération des mesures par leurs **RSB**. Une partie non-exhaustive des paramètres de la fonction **SPICAFT** est affichée en Tab. 5.3.

TABLE 5.3 – Paramètres du **FT**. I=entier ; F=flottant ; S=chaîne de caractères.

Name	Signification physique	Type	Unité
Name	Nom du FT	S	-
func	Nom de la fonction qui régit le FT	S	-
<b>TRACK</b>			
GainGD	Gain de la boucle GD	F	-
GainPD	Gain de la boucle PD	F	-
Ngd	Nombre de trames sur lequel lisser le GD	I	-
Ncp	Nombre de trames sur lequel lisser les clôtures de phase	I	-
Nvar	Utilisé dans le calcul du <b>RSB</b>	I	-
ThresholdGD	$S_{gd}$	F [NIN]	-
ThresholdPD	$S_{pd}$	F	-
ThresholdPhot	Flux minimal nécessaire sur un télescope perdu pour déclenchement de l'état RELOCK	F	-
<b>RELOCK</b>			
SMdelay	Temps d'attente avant activation de l'état RELOCK	F	ms
Sweep0	Temps avant premier saut	F	ms
Sweep30s	Temps entre deux sauts au bout de 30 s de RELOCK	F	ms
maxVelocity	Vitesse de déplacement relatif maximale entre deux <b>LAR</b>	F	$\mu\text{m}/\text{trame}$

## 5.2.4 Lancement de la simulation

L'ensemble des variables initialisées par les trois étapes précédentes sont stockées dans un module du package, `config`. Un deuxième module, `simu`, contient les variables contenant les données générées par la simulation et évoluant au cours des itérations. La simulation est déclenchée par l'appel de la fonction `loop` qui lit le module `config`, initialise le module `simu` puis lance la boucle itérative.

À la fin de la simulation, toutes les données des modules `config` et `simu` peuvent être enregistrées dans un fichier `log.fits`.

## 5.3 Outils d'analyse des performances

Le package `cophaSIM` fournit un certain nombre d'outils d'analyse temporelle et fréquentielle.

La fonction `display` permet notamment d'afficher les courbes des nombreuses télémétries générées, telles que les `PD`, `GD`, clôtures, photométries, visibilités réels et estimés, accompagnés de leurs variances et moyennes. Ces différentes informations permettent déjà une analyse de performance des mesures et du suivi. Un exemple de ces affichages est donné en Fig. 5.3.



FIGURE 5.3 – Résidus d'OPD à l'issue d'une simulation de suivi de frange avec `SPICA-FT` sur une étoile de diamètre angulaire 1 mas et magnitude 4 dans le cas d'une perturbation atmosphérique forte. Sur les graphiques du bas (`Lock Ratio` et  $|V|^2$ ), les barres colorées représentent le `Lock Ratio` tandis que les lignes noires correspondent à la visibilité de l'étoile sur la ligne de base associée. L'étoile est donc résolue jusqu'à atteindre des visibilités quasi-nulles sur certaines bases.

Je n'ai pas utilisé le simulateur pour réaliser des analyses fréquentielles approfondies. La fonction `BodeDiagram` permet tout de même d'observer les `Fonction de Transfert de réjection (FTrej)`, `Fonction de Transfert en Boucle Ouverte (FTBO)` et `Fonction de Transfert en Boucle Fermée (FTBF)` de n'importe quelle séquence temporelle. La Fig. 5.4 représentent par exemple les fonctions de transfert du `FT` lors de la simulation affichée en Fig. 5.3. Pour réaliser l'étude présentée en Chap. 7, j'ai défini en supplément de l'écart-type des résidus de phase deux critères décrivant l'efficacité et la robustesse du `FT` : le `Lock Ratio` et la fréquence de sauts de franges (`FSF`). Ces quantités que je définirai plus tard peuvent donc également être calculées et affichées.

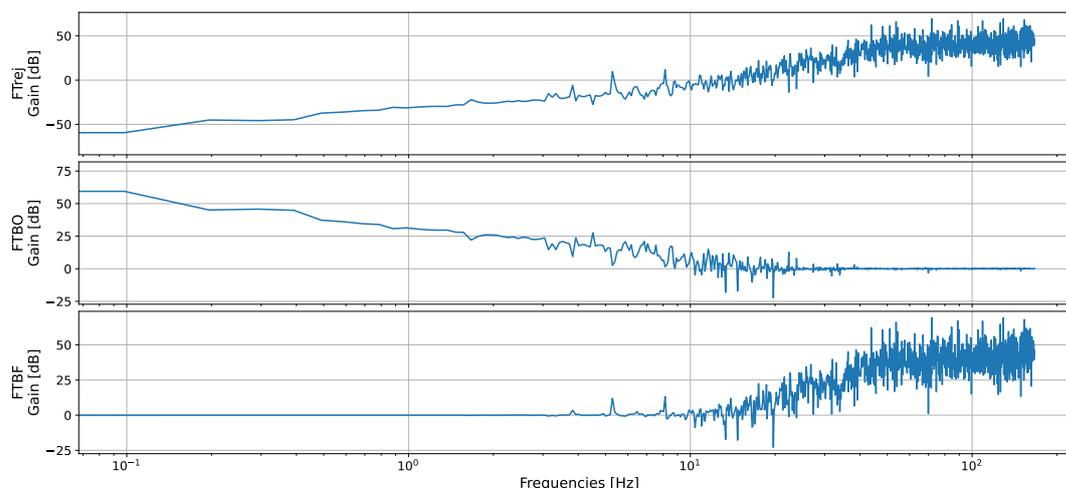


FIGURE 5.4 – Fonctions de transfert de réjection (haut), en boucle ouverte (milieu) et en boucle fermée (bas) du suivi de frange de la Fig. 5.3.

## 5.4 Création des fichiers `DisturbanceFile.fits` et `ObservationFile.fits`

Je mentionne en Sec. 5.2.2 l'utilisation des fichiers `DisturbanceFile.fits` et `ObservationFile.fits`. Stocker les séquences de perturbations et les flux cohérents de la source permet de ne pas avoir à les générer à chaque nouvelle simulation, en particulier pour l'étude présentée en Chap. 7 où je compare les performances des FS dans de nombreux cas différents. Je décris maintenant comment ces fichiers sont générés.

### 5.4.1 Création du fichier `DisturbanceFile.fits`

Le fichier `DisturbanceFile.fits` contient les séquences temporelles des pertes en transmission et des pistons introduits par l'atmosphère pour un échantillonnage temporel et spectral élevé par rapport à ce qui est attendu par le simulateur. La fonction `initialize` (Sec. 5.2.2) se charge ensuite de générer les séquences de flux cohérents  $\Gamma_d$  en interpolant ces transmissions et pistons sur les échantillonnages temporels et spectraux désirés par l'utilisateur lors de la simulation. Ce fichier peut être créé en utilisant la fonction `MakeAtmosphereDisturbance`.

Les transmissions sur chaque pupille permet notamment de prendre en compte les défauts d'injection dans les fibres. Elles sont générées à partir d'un fichier `photometries.fits` qui contient les données de photométries réellement mesurées par MIRC-X. J'ai récupéré plusieurs lots de données de photométries pour avoir un nombre important d'échantillons utilisables. Il est aussi possible avec cette même fonction de générer des pertes partielles ou totale de photométries, simulant le passage d'un nuage ou le dysfonctionnement d'une OA par exemple.

En ce qui concerne les pistons atmosphériques, les travaux de caractérisation de l'atmosphère mentionnés en Sec. 1.3 ont permis de modéliser l'évolution de l'OPD entre les champs électromagnétiques provenant de deux télescopes selon son contenu spectral. Mais lorsque plus de deux télescopes sont en jeu, les trois OPD reliant un triplet de télescopes sont liées par leur clôture nulle (Sec. 1.1.3). Ainsi, je ne peux pas générer les OPD indépendamment. La turbulence des OPD doit être générée dans l'espace des pistons, là où elle prend son origine. Il aurait été possible pour cela de simuler, comme souvent fait dans les simulateurs d'OA, un tapis atmosphérique suivant le modèle de Kolmogorov. Cependant, j'ai préféré utiliser une méthode certainement moins exacte mais qui avait les avantages d'être plus simple à mettre en oeuvre, de reposer directement sur les modèles mentionnés précédemment et de rester au niveau de précision réclamé par la simulation. J'ai donc fait l'hypothèse que les pistons

atmosphériques étaient totalement décorréliées sur chaque télescope pour générer des turbulences dans l'espace des pistons ayant la forme du spectre des **OPD** et dont la puissance  $\sigma_p$ , c'est-à-dire l'écart-type, est liée à celle des **OPD**,  $\sigma_\Delta$ , par la relation  $\sigma_\Delta = \sigma_p\sqrt{2}$ . Cette hypothèse est forte, car plusieurs expériences montrent que les pistons sont au contraire corrélés entre eux, c'est d'ailleurs sur ce principe que le **FT P-REX** repose. Cependant, cette hypothèse ne modifie certainement pas particulièrement les performances d'un **FT** qui n'en tient pas compte, comme c'est le cas de **SPICA-FT** utilisé dans mon étude.

Comme expliqué en Sec. 1.3.3, la turbulence suit trois régimes fréquentiels caractérisés par des pentes logarithmiques différentes. La fonction `MakeAtmosphereDisturbance` permet donc de définir la forme  $F(f)$  du spectre du piston atmosphérique sur chaque télescope à partir des paramètres  $r_0$ ,  $\tau_0$ ,  $d$  et  $L_0$  et des valeurs des pentes logarithmiques des trois régimes fréquentiels.  $f$  est la fréquence temporelle. Un bruit blanc aléatoire  $b_i(f)$  est ensuite généré pour chaque piston et le même filtre leur est appliqué pour obtenir leur contenu spectral final :

$$\tilde{\mathbf{p}}(f) = F(f) \cdot \mathbf{b}(f) \quad (5.1)$$

Un piston atmosphérique aléatoire  $p_i$  au-dessus de chaque télescope est finalement obtenu en prenant la transformée de Fourier inverse de  $\tilde{\mathbf{p}}$ . Leur amplitude est modifiée de sorte que leur écart-type  $\sigma_p$  soit égal à  $\sigma_\Delta/\sqrt{2}$  où la valeur de  $\sigma_\Delta$  est telle que définie en Sec. 1.3.3 en fonction du paramètre de Fried  $r_0$ .

#### 5.4.2 Création du fichier `ObservationFile.fits`

La fonction `create_obsfile` permet de générer le fichier `ObservationFile.fits` qui contient les visibilitées et flux de l'objet sur lequel on souhaite simuler le suivi de franges. L'utilisateur doit définir indépendamment :

- l'observation : date et/ou coordonnées de l'objet observé, ainsi que le fichier `interferometer.fits` qui contient les informations de coordonnées, transmissions, noms des télescopes de l'interféromètre utilisé.
- l'objet : distribution spatial et magnitude de l'objet. Il peut être défini directement par le nom d'un objet existant dans le catalogue VizieR. Une autre possibilité est de définir un unique ou plusieurs disques par leur position dans le champ, leur rayon et leur magnitude.

Une fois l'objet et le contexte de l'observation créés, la transformée de Fourier du champ de l'objet est calculée puis les coordonnées de l'interféromètre sont projetées dans le plan  $(u, v)$  en fonction des coordonnées alt-azimuthales de l'objet (cf. Fig. 5.5 et 5.6). Les visibilitées de chaque base sont ainsi les valeurs de visibilitées calculées aux coordonnées du plan  $(u, v)$  les plus proches de celles de la base.

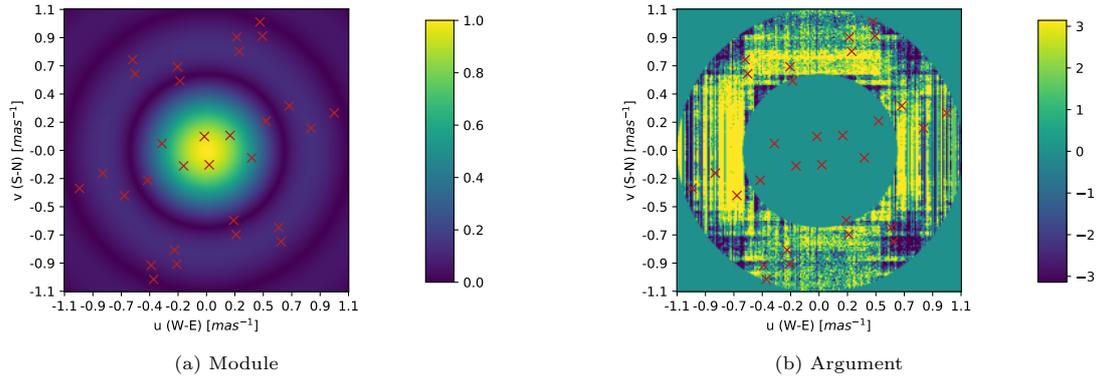


FIGURE 5.5 – Module et argument de la visibilité d’une étoile de diamètre 2 mas au Zenith sur le site de CHARA. Les coordonnées des fréquences spatiales transmises par CHARA dans le plan  $(u, v)$  sont indiquées par les croix rouges.

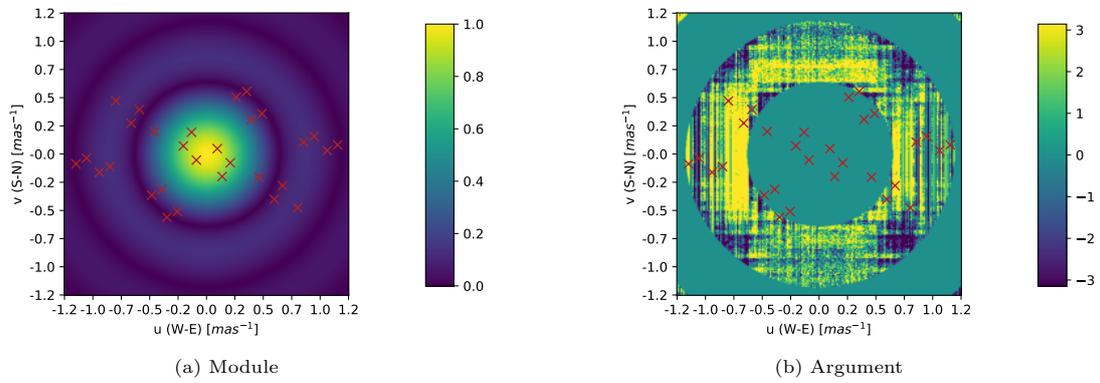


FIGURE 5.6 – Module et argument de la visibilité d’une étoile de diamètre 2 mas à une altitude de  $40^\circ$  et azimuth de  $60^\circ$  sur le site de CHARA. Les coordonnées des fréquences spatiales transmises par CHARA dans le plan  $(u, v)$  sont indiquées par les croix rouges.

## Chapitre 6

# Optimisation du suiveur de franges SPICA-FT

**SPICA-VIS** est installé sur un interféromètre stellaire au sol. La lumière provenant de l'étoile observée traverse une épaisse couche d'atmosphère (80 - 100 km) avant d'atteindre l'instrument. Or l'atmosphère, comme tout milieu autre que le vide où la lumière se déplace à la vitesse constante  $c$ , est un milieu dispersif. La vitesse de la lumière  $v$ , strictement inférieure à  $c$ , n'y est donc pas constante mais dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  à travers son indice de réfraction  $n(\lambda) = c/v(\lambda)$  qui varie avec les conditions météorologiques telles que l'humidité, la pression, la température, le taux de  $\text{CO}_2$ , etc... eux-mêmes variant avec le temps et l'altitude. Ces variations spatiales et temporelles de la vitesse de la lumière, à l'origine de ce que l'on appelle les perturbations atmosphériques, soumettent alors le déphasage des champs électromagnétiques entre deux télescopes d'un interféromètre stellaire à des variations à haute fréquence. Sur CHARA, le temps de cohérence de l'atmosphère (Sec. 1.3) est typiquement de 10 ms dans le visible. SPICA-VIS ne peut donc pas intégrer des franges d'interférence sur un temps plus long que 20 ms, au-delà duquel le contraste de ces franges est fortement dégradé. Heureusement, la technique du suivi de frange, dont le principe est présenté en détail en Sec. 1.4, permet de compenser en permanence ce déphasage.

Pour maximiser la sensibilité du nouveau spectro-interféromètre SPICA-VIS en lui permettant des temps d'intégration supérieur au temps de cohérence de l'atmosphère, notre équipe a donc développé un nouveau suiveur de frange pour CHARA nommé **SPICA-FT**, pour SPICA-Fringe-Tracker. J'ai été fortement impliqué dans l'adaptation à six télescopes et l'optimisation de la logique de contrôle de SPICA-FT pour lequel j'ai utilisé le simulateur **cophasIM** développé durant ma thèse et décrit dans le Chap. 5. Une partie de ce travail apparaît dans PANNETIER et al. (2022) joint en Sec. 6.9. Dans ce chapitre, je présenterai en détail le design optique de SPICA-FT, sa logique de contrôle et les performances que nous obtenons actuellement sur le ciel en terme de suivi de frange.

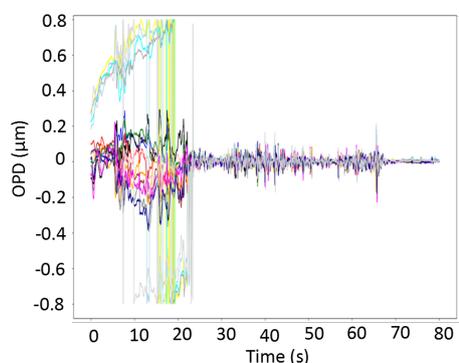


FIGURE 6.1 – Fermeture de la boucle d'asservissement en GD de **SPICA-FT** en Janvier 2020.

## 6.1 Le spectro-interféromètre SPICA-FT dans l'écosystème CHARA

### 6.1.1 Contexte de SPICA-FT

J'ai présenté en Sec. 2.1.2 l'état de l'art des suiveurs de frange et la distinction entre le **cohéreur**, qui maintient un contraste maximal des franges d'interférence pour faire des mesures de qualité à courte pose, et le **cophasseur**, qui fige les franges d'interférence au point de pouvoir les additionner de façon cohérente au cours de longues poses de la caméra.

Jusqu'à l'arrivée de SPICA-FT, les instruments de CHARA ne bénéficiaient essentiellement que du mode cohérence, sauf pour des sources très peu résolues et très brillantes auxquels cas le cophasage sur plusieurs secondes était possible (TEN BRUMMELAAR et al., 2013). Les instruments CLASSIC/CLIMB (TEN BRUMMELAAR et al., 2013) et MIRC (MONNIER et al., 2010) se partageaient d'abord ce rôle avant que **MIRC-X**, en bande H, et **MYSTIC**, en bande K, ne prennent le relais depuis 2019 : lorsque MIRC-X observe, MYSTIC fonctionne en **cohéreur** et inversement. Dans cet intervalle de temps, l'instrument **CHARA Michigan Phase-tracker (CHAMP)** (MONNIER et al., 2012) fut développé pour fonctionner en pur **cophasseur** en ne mesurant que six des quinze bases de l'interféromètre, mais il ne permit jamais de cophaser sur des étoiles suffisamment faibles pour améliorer les performances des autres instruments.

L'objectif de SPICA-FT est de franchir un pallier supplémentaire en fournissant à CHARA un cophasage des six télescopes suffisamment stable pour permettre à tous les instruments scientifiques, et en particulier SPICA-VIS dont les longueurs d'onde d'observation sont les plus courtes donc les plus contraignantes, des intégrations longues de plusieurs secondes. Les déphasages sont pour cela mesurés dans la bande H en utilisant un **Circuit Photonique Intégré (PIC)** placé devant le spectrographe de **MIRC-X**. La mesure dans la bande H permet de bénéficier des propriétés du *bootstrapping* spectral dont les avantages et inconvénients sont décrits en Sec. 1.4.4. Son algorithme de contrôle pourra aussi être utilisé avec les mesures de déphasage fournies par MYSTIC dans la bande K dans le cas d'une observation MIRC-X, bénéficiant à nouveau du *bootstrapping* spectral. Cependant, le chromatisme de la turbulence atmosphérique décorrèle partiellement les déphasages entre la bande de correction H et la bande d'opération R ou K, limitant en partie la réduction du résidu de phase pour l'instrument scientifique. Un des enjeux du commissioning de SPICA-FT est donc d'estimer l'impact de ce phénomène sur les performances générales de ce mode d'observation. Cependant, le commissioning encore en cours de **SPICA-VIS** ne nous a pas permis de l'étudier à ce jour.

Une première version du **PIC** de SPICA-FT a remplacé le recombineur de MIRC-X durant une mission en Janvier 2020 avec le succès de permettre le cohérence des six télescopes. Des améliorations sur les fonctions optiques du **PIC** ont ensuite été poursuivies par itérations avec le fabricant VLC Photonics<sup>1</sup>, débouchant sur une version de PIC satisfaisante caractérisée en laboratoire. Cependant la pandémie de Covid-19 et les incompatibilités de programmations avec les autres instruments de CHARA ont empêché de réinstaller à nouveau un **PIC** sur MIRC-X à ce jour. Le commissioning de SPICA-FT présentés dans ce chapitre a donc été fait avec l'instrument MIRC-X équipé de son recombineur en optique de volume.

### 6.1.2 Un capteur de franges en optique intégrée pour maximiser la sensibilité

SPICA-FT est issu d'un astucieux double-emploi du spectrographe de MIRC-X. Cet instrument est décrit en détail par ANUGU et al. (2020) et j'en rappelle succinctement le principe en Sec. 2.1.1.

SPICA-FT consiste en un **PIC** alimenté par six fibres monomodes et placé perpendiculairement au système de recombinaison de MIRC-X, un spectro-interféromètre plan focal, aussi dénommé **AIO**. Un miroir amovible a été placé à 45° en sortie du recombineur de MIRC-X pour qu'en sa présence le spectrographe voit les sorties de la **PIC** à la place de l'image de sortie du recombineur de MIRC-X. Lorsque l'**AIO** est souhaité, il suffit de retirer le miroir. Cette implantation est visible en Fig. 6.2.

Comme indiqué en Fig. 6.3, le **PIC** permet de créer les 15 paires interférométriques issues des six champs électromagnétiques et réalise, pour chaque paire, une modulation ABCD selon le modèle

---

1. <https://www.vlcphotonics.com/>

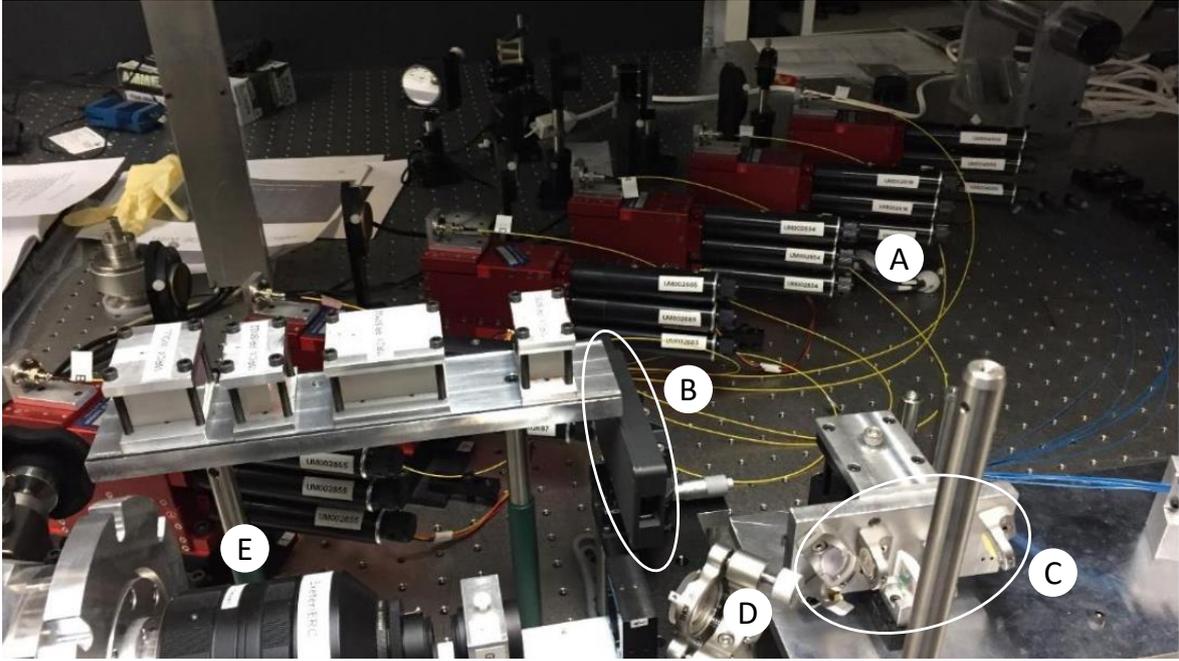
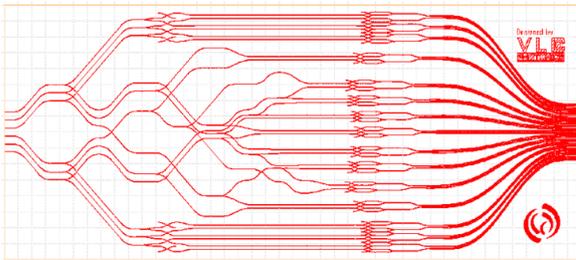
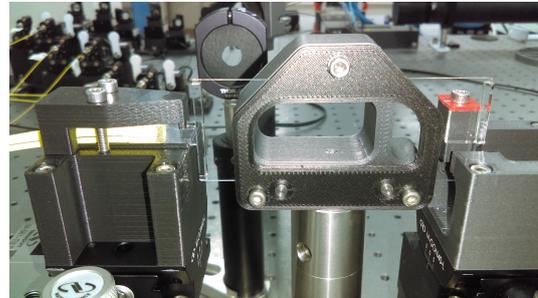


FIGURE 6.2 – Implantation du PIC de SPICA-FT en entrée du spectrographe de MIRC-X. Les 6 fibres monomodes couleur jaune (A) remplacent les fibres de MIRC-X pour alimenter la PIC (B) placée perpendiculairement au recombineur de MIRC-X (C). Les 60 faisceaux de sorties se réfléchissent sur un miroir (D) placé à  $45^\circ$  entre le recombineur de MIRC-X et le spectrographe (E) lorsque le PIC est utilisé de telle sorte que le plan des sorties de la PIC correspond au plan image intermédiaire du spectrographe.

de la Fig. 6.4. Ainsi, le détecteur C-RED ONE observe 60 spectres correspondant aux 15 paires interférométriques modulées sur quatre points de mesure chacune. Ce type de recombinaison où chaque paire est modulée indépendamment des autres est communément appelée *pairwise* (PW).



(a) Schéma du PIC avec les six entrées à gauche et 60 sorties à droite. Une succession astucieuse de séparateurs 60/40, 50/50 et 66/33, chaque entrée est séparée en 5. Chacun des champs alimente alors avec un champ provenant d'une autre entrée l'un des 15 circuits ABCD qui génère les déphasages de  $\pi/2$  nécessaires pour un échantillonnage robuste de la phase de la paire interférométrique ainsi créée.



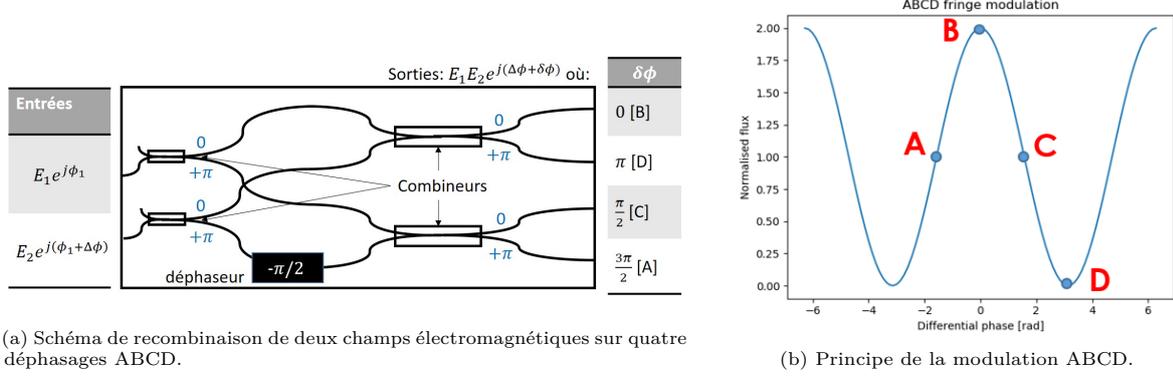
(b) Photographie d'un PIC pendant sa caractérisation en laboratoire à Nice. On peut distinguer les guides d'onde faits d'un matériau à indice optique plus faible que la plaque de verre dans laquelle ils sont gravés.

FIGURE 6.3 – Description du PIC utilisé pour la création et modulation des 15 bases interférométriques sur SPICA-FT.

Le choix de l'optique intégrée a été fait pour deux raisons principales :

- cette technologie, issue de l'industrie de la télécommunication, réduit considérablement les procédures d'alignement et offre une modulation robuste. Une version intermédiaire utilisant des fibres couplées a été utilisée en astronomie pour la première fois en 1991 avec l'instrument FLUOR (FORESTO et al., 1998), prototypé d'abord à l'Observatoire du Kitt Peak puis sur l'interféromètre à trois télescopes IOTA en Arizona (PERRIN et al., 1998). MALBET et al. (1999) présentent à ce moment les avantages de l'optique intégrée pour l'astronomie et dès 2001 la première étoile est résolue avec cette nouvelle technique sur IOTA (BERGER et al., 2001).
- la diminution du nombre de pixels nécessaires pour échantillonner correctement tous les in-

terférogrammes apporte un gain substantiel en sensibilité par rapport à la recombinaison en plan focal : en comparaison, le recombineur de MIRC-X nécessite par exemple 200 pixels. Cet avantage du PIC devant la recombinaison plan focal a par exemple été démontré par MINARDI et al. (2016).



(a) Schéma de recombinaison de deux champs électromagnétiques sur quatre déphasages ABCD.

(b) Principe de la modulation ABCD.

FIGURE 6.4 – Principe de la modulation ABCD permettant un échantillonnage robuste du déphasage entre deux champs électromagnétiques.

En 2007, TATULLI et al. (2007) ont introduit le concept de **Visibility-To-Pixel Matrix (V2PM)**. Cette matrice relie les intensités mesurées sur le détecteur, canal spectral par canal spectral, aux photométries et intensités mutuelles des bases en entrée de fibres. Elle représente donc matriciellement la fonction de transfert du spectro-interféromètre. Ce concept est particulièrement adapté à l'estimation des intensités mutuelles en entrée d'un spectro-interféromètre faisant usage d'un **PIC pairwise (PW)** car la séparation des franges d'interférence sur le détecteur et leur échantillonnage sur peu de points rend l'approche matricielle très naturelle. L'intensité mutuelle est définie par

$$\Gamma_{ij} = \sqrt{F_i F_j} V_{ij} \quad (6.1)$$

où  $F_i$  est le flux du faisceau  $i$  et  $V_{ij}$  est le degré complexe de cohérence de la source sur la base  $ij$ .  $V_{ij}$  inclut tous les déphasages, c'est-à-dire ceux issus de l'objet mais aussi de la turbulence atmosphérique. Ainsi, pour SPICA-FT, cette matrice est pour un canal spectral donné de dimensions  $36 \times 60$ . En effet, les photométries sont 6 quantités réelles tandis que les intensités mutuelles sont 15 quantités complexes, soit 15 parties réelles et 15 parties imaginaires. En définissant le vecteur des intensités mutuelles

$$\mathbf{\Gamma} = (F_1, \dots, F_6, \Re\{\Gamma_{12}\}, \dots, \Re\{\Gamma_{56}\}, \Im\{\Gamma_{12}\}, \dots, \Im\{\Gamma_{56}\}) \quad (6.2)$$

qui contient donc également les six flux, les intensités mesurées sont données par l'équation matricielle :

$$\mathbf{I} = \mathbf{V2PM} \cdot \mathbf{\Gamma}. \quad (6.3)$$

Ainsi l'inversion de la **V2PM** permet, à partir des mesures d'intensité  $\hat{\mathbf{I}}$  sur la caméra, d'estimer directement les intensités mutuelles :

$$\hat{\mathbf{\Gamma}} = \mathbf{P2VM} \cdot \hat{\mathbf{I}}. \quad (6.4)$$

où **Pixel-To-Visibility Matrix (P2VM)** est la matrice pseudo-inverse (ou inverse de Moore-Penrose) de la **V2PM**. Cependant, l'inversibilité de la matrice **V2PM** est conditionnée par la qualité du codage des franges par le **PIC** (PANNETIER et al., 2022). La qualité du conditionnement de la **P2VM** est importante pour réduire les incertitudes sur l'estimateur  $\hat{\mathbf{\Gamma}}$  comme expliqué en Ann. A.1. Toutefois, pour des **PIC** fonctionnant avec un nombre de télescopes et/ou bases différent(e)s, les conditions d'inversibilité peuvent être différentes de celles listées plus haut. En particulier quand toutes les bases ne sont pas constituées, comme nous le verrons dans le Chap. 7, la mesure des photométries n'est parfois pas possible sans introduire de déséquilibre photométrique au sein ou entre les paires interférométriques.

## 6.2 Estimation des observables permettant la génération des commandes de SPICA-FT

La logique de contrôle de SPICA-FT est fortement inspirée de celle développée pour le suiveur de frange **GRAVITY-FT** et dont les détails sont donnés dans LACOUR et al., 2019. En effet, une des forces de la logique de contrôle de **GRAVITY-FT** est sa généralisation assez directe à  $N$  télescopes. Dans cette partie, je présente donc la logique de contrôle à six télescopes qui permet aujourd'hui de cophaser CHARA à partir des mesures des flux cohérents des 15 bases interférométriques par n'importe quel spectro-interféromètre capable de le faire, dont bien sûr en particulier SPICA-FT.

La boucle de contrôle est conçue pour fonctionner à la fréquence maximale permise par la caméra, soit  $\approx 355$  Hz. La Fig. 6.5 représente le schéma-bloc de la logique de commande. Comme expliqué dans la Sec. 1.4, une des difficultés majeures du suivi de franges est la gestion de deux grandeurs de nature et conséquences différentes : le retard de phase (**PD**) et le retard de groupe (**GD**). On voit donc apparaître deux boucles d'asservissement parallèles dont l'objectif est d'annuler ces deux quantités. En réalité une troisième boucle, qui n'apparaît pas ici pour plus de clarté, alimente la valeur de  $\Phi_{ref}$  et  $\Psi_{ref}$ .

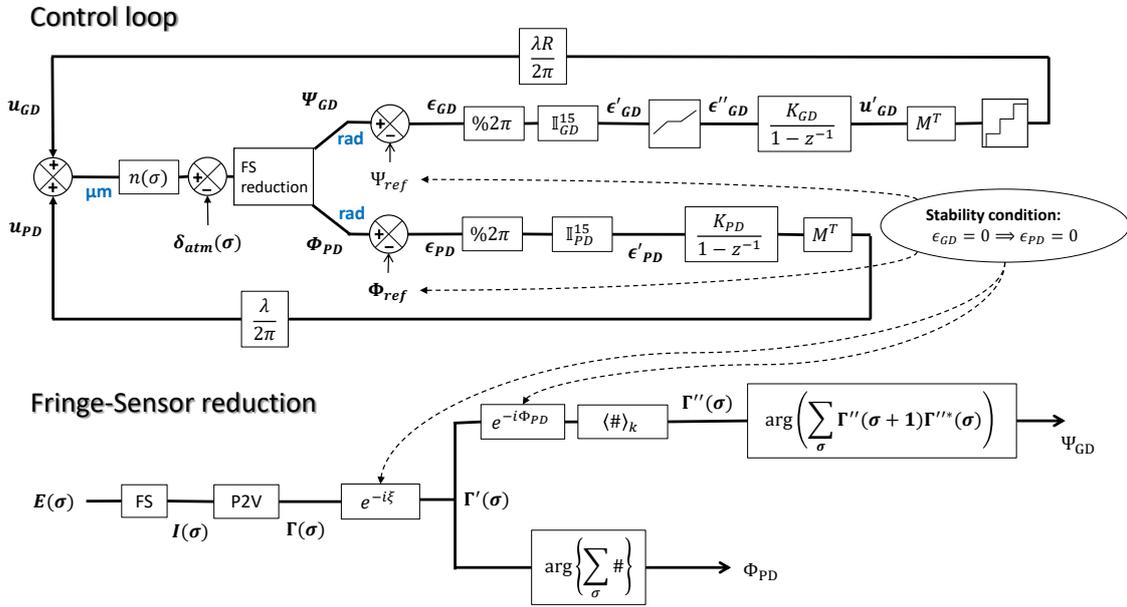


FIGURE 6.5 – Schéma-bloc de la boucle d'asservissement de SPICA-FT lorsqu'il est en mode TRACK.

### 6.2.1 Mesure des photométries et intensités mutuelles

La mesure des pistons à corriger est le rôle du senseur de frange de SPICA-FT décrit en Sec. 6.1.2 mais c'est un rôle que peut aussi jouer n'importe quel spectro-interféromètre installé sur CHARA comme SPICA-VIS, MIRC-X (**AIO**) et MYSTIC.

Nous avons vu dans la Sec. 6.1.2 que le **P2VM** permet d'estimer les photométries  $F_{i,\lambda}$  et intensités mutuelles  $\Gamma_{ij,\lambda}$  à partir des intensités  $I_{p,\lambda}$  des pixels du canal spectral centré sur  $\lambda$ . Le senseur de franges de SPICA-FT fonctionne à la résolution spectrale  $R = 22$ . A chaque image, il fournit donc les mesures d'intensités dans 5 canaux spectraux répartis entre 1.45 et 1.75  $\mu\text{m}$ .

A ces mesures d'intensités  $\hat{\mathbf{I}}$  est d'abord soustrait le biais  $\mathbf{b}$  de la caméra :

$$\hat{\mathbf{I}} = \tilde{\mathbf{I}} - \mathbf{b}, \quad (6.5)$$

avant d'appliquer l'Eq. 6.4 sur  $\hat{\mathbf{I}}$  pour obtenir les  $F_i$  et  $\Gamma_{ij,\lambda}$  dans ces 5 canaux spectraux. Pour un suiveur de franges, dont l'objet est de cophaser les champs électromagnétiques, les photométries

peuvent paraître inutiles mais elles permettent en réalité certaines prises de décision de l'algorithme comme nous le verrons plus tard.

### 6.2.2 Estimation des retards de phase $\Phi_{ij}$ et de groupe $\Psi_{ij}$

Pour estimer le retard de phase sur la base  $ij$  au temps  $n$ , les intensités mutuelles sont d'abord corrigées de la dispersion à l'aide d'un terme  $\xi_{ij}$ . Ce terme, qui est un résidu de phase chromatique introduit par les milieux dispersifs dans lesquels les champs électromagnétiques se propagent, évolue très peu et est donc calibré sur GRAVITY-FT au début de chaque nuit. Ces intensités mutuelles "cophasées" sont alors ajoutées pour obtenir numériquement une frange blanche d'intensité cohérente :

$$\Gamma_{kl}^n = \sum_s^{N_\sigma} \Gamma_{kl}^n(\sigma_s) \exp(-i\xi_{kl}) \quad (6.6)$$

dont on peut extraire le retard de phase moyen sur toute la bande spectrale :

$$\Phi_{ij}^n = \arg \{ \Gamma_{ij}^n \} \quad (6.7)$$

L'estimateur étant calculé à partir des photons cohérents de toute la bande spectrale de l'instrument, il est très sensible et précis. Il permet notamment de maintenir, à la fréquence maximale de la boucle, le retard de phase aussi faible et stable que possible. C'est en particulier le bon fonctionnement de cette boucle qui conditionne la qualité d'intégration cohérente des images sur plusieurs secondes comme ce qui est souhaité par les instruments scientifiques de CHARA. Cependant, la nature de l'opérateur  $\arg$  limite son estimation à l'horizon  $[-\lambda/2; \lambda/2]$ . Un retard de phase nul est donc obtenu à toutes les différences de marche modulo  $\lambda$ . Pour autant, comme expliqué dans la Sec. 1.4.1, le contraste des franges n'est élevé que pour lorsque le GD  $\Psi_{ij}$  est faible. Il est donc nécessaire de le réduire au maximum pour maximiser le RSB des mesures.

Le GD étant issu du chromatisme du déphasage, il est nécessaire de considérer individuellement les canaux spectraux. Une méthode pour estimer le retard de groupe, utilisée déjà dans PRIMA (BONINO et al., 2004), est alors de calculer la moyenne des différences de phases  $\Phi_{ij}$  entre chaque canal spectral :

$$\Psi_{i,j} = \arg \left( \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda-1} \Gamma_{i,j,\lambda+1} \Gamma_{i,j,\lambda}^* \right) \quad (6.8)$$

Mais comme le rappelle LAWSON et al. (2000), cet estimateur est plus bruité que l'estimateur de retard de phase d'un facteur :

$$\alpha = \frac{\sigma_{GD}}{\sigma_{PD}} = \sqrt{12} \frac{\sigma}{\Delta\sigma} \quad (6.9)$$

où  $\sigma = 1/\lambda$  est le nombre d'onde et  $\Delta\sigma$  est la bande spectrale de l'instrument. On voit en particulier que ce facteur est indépendant de la résolution spectrale, qui aura donc un impact uniquement sur la sensibilité de la mesure mais pas sur sa précision. Ainsi pour SPICA-FT, où  $\Delta\sigma = 0.12 \mu\text{m}^{-1}$  et  $\sigma = 0.63 \mu\text{m}^{-1}$ , on trouve  $\alpha = 20$ .

Pour améliorer le RSB de la mesure et partant du constat que l'évolution du GD est lente, il est en réalité estimé à partir des  $N_{gd}$  derniers flux cohérents, où  $N_{gd}$  est un paramètre réglable, aujourd'hui choisi à 40. Pour cela, on intègre de manière cohérente les  $N_{gd}$  dernières intensités mutuelles en les corrigeant chacune du PD moyen estimé :

$$\Gamma''_{ij} = \langle \Gamma'_{ij,\lambda} \exp(-i\Phi_{ij}) \rangle_{N_{gd}} \quad (6.10)$$

pour obtenir le GD en radian :

$$\Psi_{i,j}^n = \arg \left( \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda-1} \Gamma''_{ij,\lambda+1} \Gamma''_{ij,\lambda}^* \right) \quad (6.11)$$

Bien que l'estimateur GD soit lissé sur  $N_{gd}$  flux cohérents, la boucle GD envoie des commandes à la même fréquence que la boucle PD. Je présente en Ann. A.3 la conséquence en terme de latence de l'utilisation d'un estimateur lent pour une boucle de commande plus rapide. La latence équivalente est

finalement égale à  $N_{gd}/2$  images. Nous avons donc un estimateur plus précis mais dont la commande est moins réactive, avec une fréquence de coupure de l'ordre de 17.5 Hz.

Un avantage majeur du GD est que, comme expliqué en Sec. 1.4.3, son horizon de mesure est de  $\pm L_c/2$ , soit  $R$  fois plus grande que le PD, où pour rappel  $R$  et  $L_c = R\lambda$  sont la résolution spectrale et la longueur de cohérence du spectro-interféromètre.

### 6.2.3 Variance des estimateurs PD et GD

Comme nous allons le voir dans la suite, le suiveur de frange utilise l'estimation de la variance des estimateurs PD et GD sur les bases individuelles pour améliorer la qualité de l'estimation des pistons et pour basculer entre ses modes TRACK et RELOCK.

Or d'après PETROV et al. (2016b) et comme je le redémontre en Ann. A.4, la variance de l'argument d'un phaseur est relié au RSB sur l'estimation du module de ce phaseur par l'Eq. 6.12 :

$$\text{Var}[\Phi] = \frac{1}{2 \cdot \text{RSB} (|\Gamma|)^2}, \quad (6.12)$$

où :

$$\text{RSB} (|\Gamma|)^2 = \frac{|\Gamma|^2}{\text{Var}[\Re\{\Gamma\}] + \text{Var}[\Im\{\Gamma\}]} \quad (6.13)$$

Ainsi la variance du PD s'exprime :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\sum (\text{Var}[\Re\{\Gamma\}] + \text{Var}[\Im\{\Gamma\}])}{\lambda \left| \sum_\lambda \langle \Gamma_\lambda \rangle_{N_{\text{var}}} \right|^2} \quad (6.14)$$

où  $N_{\text{var}}$  est le nombre d'images sur laquelle les intensités mutuelles sont ajoutées numériquement, ce qui le contraint à être suffisamment petit devant le temps de cohérence de l'atmosphère pour que les franges soient détectées même en l'absence d'asservissement.

Un autre estimateur a été implémenté dans le contrôleur. Au lieu d'intégrer les intensités mutuelles de tous les canaux spectraux, on additionne leurs modules :

$$\sigma_\psi^2 = \frac{\sum \text{Var}[\Re\{\Gamma\}] + \text{Var}[\Im\{\Gamma\}]}{2 \sum_\lambda \langle |\Gamma_\lambda|^2 \rangle_{N_{\text{var}}}} \quad (6.15)$$

Comme nous le verrons dans la Sec. 6.5.3, cet estimateur se comporte différemment de l'estimateur 1. Le fait de ne pas faire d'intégration cohérente sur les longueurs d'onde le rend insensible à l'enveloppe de cohérence de la bande spectrale de l'instrument. Il est noté  $\sigma_\psi^2$  car cette caractéristique est commune avec l'estimateur GD bien qu'il ne soit pas exactement égal à la variance de l'estimateur GD.

### 6.2.4 Définition des vecteurs référence $\Phi_{\text{ref}}$ et $\Psi_{\text{ref}}$

Les retards de phase et retards de groupe sont des observables de l'espace des OPD. Le suiveur de frange en revanche ne peut envoyer des commandes que sur les lignes à retard qui agissent dans l'espace des pistons. En présence de clôtures de phase (Sec. 1.1.3) sur les PD et GD, le suiveur de franges ne peut donc physiquement pas annuler les PD et GD de toutes les bases. Il est donc nécessaire de prendre cela en compte dans la génération des commandes.

Pour un triplet de télescopes donné  $ijk$  dont la clôture  $\Theta_{ijk}$  est non nulle, le suiveur de frange mesure  $\Phi_{ij}$ ,  $\Phi_{jk}$  et  $\Phi_{ki}$  tels que leur somme, égale à  $\Theta_{ijk}$ , n'est pas nulle donc ne correspond pas à une perturbation atmosphérique pure. Puisque le rôle du suiveur de frange est de supprimer la perturbation atmosphérique, il est nécessaire avant de passer dans l'espace des pistons où sont générées les commandes de faire correspondre les PD et GD estimés à des perturbations atmosphériques. Pour cela, il suffit de retirer à l'un des PD, par exemple  $\Phi_{ki}$ , la clôture de phase et de définir un nouveau PD  $\Phi'_{ki} = \Phi_{ki} - \Theta_{ijk}$  dont la somme avec  $\Phi_{ij}$  et  $\Phi_{jk}$  sera cette fois nulle.

En fait, les OPD mesurées par un interféromètre à  $N$  télescopes sont toujours composées de  $N - 1$  OPD indépendantes générées dans l'espace des pistons et de  $(N - 1)(N - 2)/2$  OPD "dépendantes" issues des  $N - 1$  OPD indépendantes auxquelles s'ajoute des clôtures astrophysiques et instrumentales. Bien sûr, le choix des OPD dépendantes et indépendantes est arbitraire à condition que les  $N - 1$  OPD dites indépendantes le soient effectivement. La condition pour qu'elles soient indépendantes est qu'aucun triplet d'OPD ne fasse intervenir seulement 3 télescopes (elles ne forment pas de triangle, donc de clôture). Ainsi les PD mesurés par le senseur de franges peuvent s'exprimer :

$$\Phi_{\text{mes}} = \Phi_{\text{pis}} + \Phi_{\text{cp}} \quad (6.16)$$

où  $\Phi_{\text{pis}}$  contient tous les PD générés dans l'espace des pistons, qui peuvent être corrigés par le suiveur de frange, et  $\Phi_{\text{cp}}$  contient les clôtures de phases astrophysiques et instrumentales.

De manière directe, on peut choisir comme OPD indépendantes les  $N - 1$  OPD faisant intervenir un même télescope, par exemple le télescope 1. En suivant cette convention, sur CHARA, on peut donc définir le vecteur de référence  $\Phi_{\text{ref}}$ , composé uniquement de clôtures de phase, tel que :

$$\Phi_{\text{ref}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{123} \\ \Theta_{124} \\ \Theta_{125} \\ \Theta_{126} \\ \Theta_{134} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{136} \\ \Theta_{145} \\ \Theta_{146} \\ \Theta_{156} \end{pmatrix} . \quad (6.17)$$

Le vecteur de référence  $\Psi_{\text{ref}}$  est défini en suivant la même logique à partir des clôtures de phase issues des mesures de GD. Au cours du suivi de franges, les clôtures sont estimées à partir des  $N_{cp}$  dernières trames, par défaut 300 trames car les clôtures varient très lentement dans le temps, beaucoup plus lentement que le GD. Le vecteur de référence évolue donc à une fréquence très faible, avec l'évolution de chacune des clôtures. Lorsque le RSB sur une base impliquée dans une clôture est inférieur au seuil  $S_{GD}$ , signifiant que les estimations de PD et GD n'ont pas de sens physique, la clôture estimée n'est pas mise à jour de cette estimation.

Une contrainte supplémentaire impose de rendre adaptable le vecteur de référence. En effet, avec 6 télescopes, il peut arriver que l'un d'entre eux ne soit pas disponible, que ce soit à cause de conditions d'injection insuffisantes, de LAR hors délai ou parce qu'il est en maintenance. Dans ce cas, il faut que le vecteur de référence n'utilise aucune clôture qui ne contienne ce télescope car alors aucune OPD ne pourrait être corrigée des clôtures de phase. Il est donc nécessaire *a minima* de définir un vecteur de référence par télescope présent, soit :

$$\Phi_{\text{ref}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{123} \\ \Theta_{124} \\ \Theta_{125} \\ \Theta_{126} \\ \Theta_{134} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{136} \\ \Theta_{145} \\ \Theta_{146} \\ \Theta_{156} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ -\Theta_{123} \\ -\Theta_{124} \\ -\Theta_{125} \\ -\Theta_{126} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{234} \\ \Theta_{235} \\ \Theta_{236} \\ \Theta_{245} \\ \Theta_{246} \\ \Theta_{256} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{123} \\ 0 \\ -\Theta_{134} \\ -\Theta_{135} \\ -\Theta_{136} \\ 0 \\ -\Theta_{234} \\ -\Theta_{235} \\ -\Theta_{236} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{345} \\ \Theta_{346} \\ \Theta_{356} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{124} \\ \Theta_{134} \\ 0 \\ -\Theta_{145} \\ -\Theta_{146} \\ \Theta_{234} \\ 0 \\ -\Theta_{245} \\ -\Theta_{246} \\ 0 \\ -\Theta_{345} \\ -\Theta_{346} \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{456} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{125} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{145} \\ 0 \\ -\Theta_{156} \\ \Theta_{235} \\ \Theta_{245} \\ 0 \\ -\Theta_{256} \\ \Theta_{345} \\ 0 \\ -\Theta_{356} \\ 0 \\ -\Theta_{456} \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{126} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{146} \\ \Theta_{156} \\ 0 \\ \Theta_{236} \\ \Theta_{245} \\ \Theta_{256} \\ 0 \\ \Theta_{346} \\ \Theta_{356} \\ 0 \\ \Theta_{456} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.18)$$

adaptés aux situations où respectivement les télescopes 1, 2, 3, 4, 5 et 6 sont cophasés dans le réseau. Pour la raison évoquée précédemment, même en la présence des 6 télescopes, il peut être judicieux de choisir comme télescope de référence pour les clôtures le télescope le plus central du réseau puisqu'il est alors lié aux bases ayant les visibilitées les plus élevées, donc offrant des estimations de clôtures à meilleur **RSB**. Dans le cas de CHARA, ce serait donc le télescope W2.

Pour finir, il est possible d'améliorer significativement la qualité de ce vecteur référence en choisissant les clôtures estimées avec la plus grande précision. C'est ce que fait **GRAVITY-FT** à 4 télescopes en choisissant de remplir les vecteurs de référence avec les trois clôtures ayant le meilleur **RSB**. Comme il y a 3 clôtures indépendantes pour 4 clôtures au total, les 3 meilleures clôtures sont forcément indépendantes. Cependant, à 6 télescopes, les 10 meilleures clôtures parmi les 20 disponibles ne sont pas forcément indépendantes, compliquant la logique de décision permettant de sélectionner les 10 meilleures clôtures indépendantes. J'aborde cette question dans la Sec. 6.7 consacrée aux améliorations possibles de l'algorithme qui n'ont pas encore été implémentées.

### 6.3 Génération des commandes de SPICA-FT

Maintenant que nous avons vu comment étaient calculés les différents estimateurs dont nous allons avoir besoin pour contrôler les lignes à retard, je vais expliquer succinctement la logique avec laquelle nous les utilisons. Comme la logique de commande est essentiellement une adaptation à six télescopes de la logique de **GRAVITY-FT** décrite dans LACOUR et al. (2019), je n'insisterai que sur les points qui ont nécessité des choix associés au contexte **SPICA-FT**.

Le suiveur de franges **SPICA-FT** possède une machine d'état présentée en Fig. 6.6 le faisant alterner entre deux états principaux :

- **TRACK** (Sec. 6.3.1) : Cinq bases indépendantes ont un **RSB** supérieur au seuil  $S_{GD}$  fixé par l'opérateur, signalant que les 6 télescopes sont en cohérence. Des commandes envoyées aux **LAR** permettent alors de les cophaser.
- **RELOCK** (Sec. 6.3.2) : Moins de cinq bases indépendantes ont un **RSB** supérieur au seuil  $S_{GD}$ , signalant qu'au moins un télescope est hors cohérence. Des commandes astucieusement envoyées aux **LAR** scannent les alentours des télescopes perdus jusqu'à trouver une position pour laquelle le **RSB** des bases le concernant redevienne supérieur à  $S_{GD}$ . Pendant ce temps, tous les télescopes restés en cohérence continuent d'être cophasés.

Un troisième état, **SCAN** (Sec. 6.3.3), est lancé au début de l'observation. Il permet à la fois de trouver les positions des télescopes pour lesquelles ils sont tous en cohérence et de définir les seuils  $S_{GD}$  et  $S_{PD}$  optimaux pour le fonctionnement des états **TRACK** et **RELOCK**.

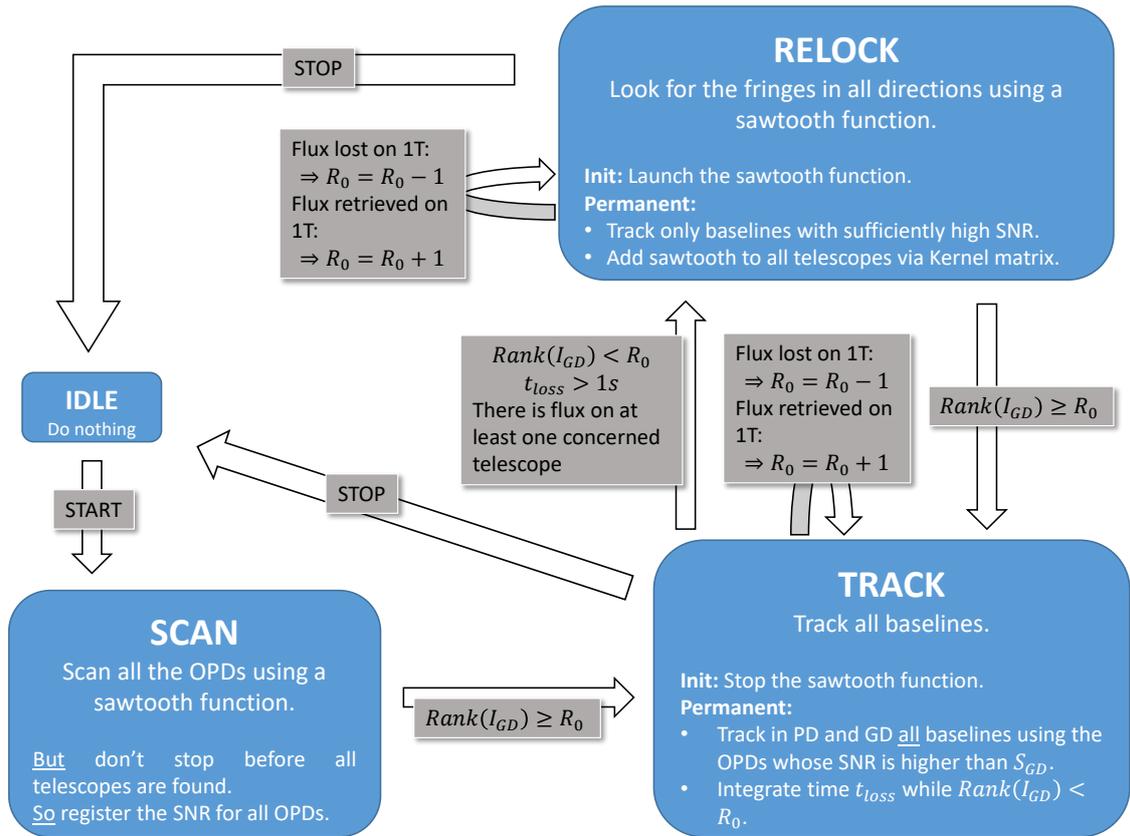


FIGURE 6.6 – Machine d'état du suiveur de franges SPICA-FT.

### 6.3.1 L'état TRACK : cophaser les télescopes.

Le schéma-bloc de la Fig. 6.5 présente la logique de contrôle du mode TRACK de SPICA-FT. L'objectif de cet état est de réduire au maximum le retard de phase PD et le retard de groupe GD en envoyant, en parallèle et à la même fréquence, des commandes  $u_{PD}$  et  $u_{GD}$  aux lignes à retard de CHARA. Cependant ces deux commandes diffèrent dans le type d'estimateur utilisé et la façon dont elles sont générées à partir de ces estimateurs. C'est ce que représente le chronogramme en Fig. 6.7. Ainsi, les commandes  $u_{PD}$  utilisent l'estimateur PD estimé à partir de la dernière image tandis que les commandes  $u_{GD}$  reposent sur l'estimateur GD lui-même issu des  $N_{gd}$  dernières trames.

Je résume ci-après, en quelques points et en faisant références aux équations de LACOUR et al. (2019) où elles sont introduites, les notions clés de l'algorithmie de commandes de SPICA-FT :

- Les matrices  $\mathbb{I}_{PD}^{15}$  et  $\mathbb{I}_{GD}^{15}$ , définies en équations 24 et 25 sont au cœur de la logique de commande en rassemblant plusieurs rôles :
  - Elles estiment, par moindres carrés pondérés, les 5 pistons à partir des 15 PD et GD mesurés avant de les reprojeter dans l'espace des OPD : les bases ayant un **RSB** inférieur à un certain seuil  $S_{GD}$  fixé par l'opérateur ne sont pas utilisées pour l'estimation (ligne 1 de l'équation 27) tandis que les autres sont classiquement pondérées par leur **RSB** (ligne 2 de l'équation 27).
  - La matrice  $\mathbb{I}_{PD}^6$  filtre les commandes PD dans l'espace des pistons : si la valeur propre de l'un des 5 modes de piston est inférieure au seuil  $S_{PD}$ , la commande associée est réduite (équation 30).
- Les commandes des deux boucles sont générées à partir de contrôleurs de type **proportionnel-intégral (PI)**. C'est une différence avec GRAVITY-FT qui utilise un contrôleur PD de type Kalman pour réduire la sensibilité aux vibrations des UTs du **VLT**.
- La commande GD a deux caractéristiques principales :
  - elle ne peut envoyer que des valeurs entières de  $\lambda$  (la valeur arrondie de la commande générée par le **PI**), où  $\lambda$  est généralement la longueur d'onde moyenne du senseur de franges

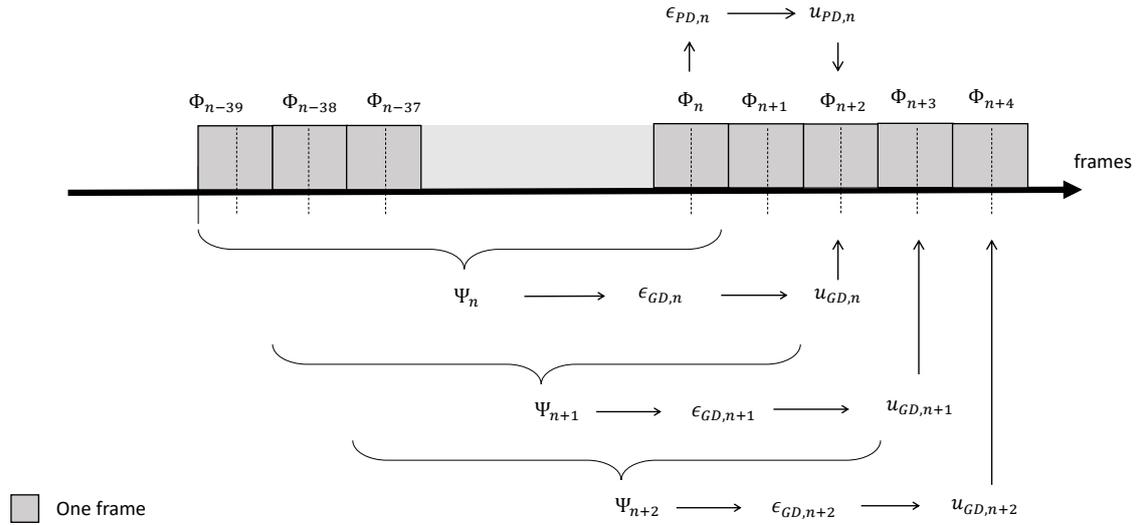


FIGURE 6.7 – Chronogramme de la génération des commandes  $u_{PD}$  et  $u_{GD}$  respectivement à partir des estimateurs  $\Phi$  et  $\Psi$  pour une latence du système de deux trames.

(équation 38).

- le **PI** du GD ne s'intègre pas lorsque l'erreur  $\epsilon_{gd}$  est en valeur absolue inférieure à un certain seuil  $\epsilon_{min}$  : idéalement  $\epsilon_{min} = \lambda/2$  (3ème ligne de l'équation 36).
- Comme explicité par la bulle *Stability condition* du schéma-bloc de la Fig. 6.5, plusieurs opérations permettent d'améliorer la stabilité et la précision du système :
  - la correction du second ordre de la dispersion  $\exp(-i\xi)$  avant l'estimation des PD et GD (équation 10).
  - la soustraction du PD moyen au phaseur estimé pour chaque canal spectral avant de les utiliser pour calculer le GD (équation 15).
  - la soustraction d'un vecteur référence PD et GD permettant de projeter les OPDs estimées dans l'espace des pistons sans perdre d'information (équation 34 et son analogue pour le PD).

### 6.3.2 L'état RELOCK : à la recherche des télescopes perdus.

Cet état est d'autant plus important que le nombre de télescopes à cophaser est grand. En effet, l'une des difficultés avec les interféromètres stellaires optiques aujourd'hui est d'utiliser l'ensemble des télescopes le plus souvent possible. Cette difficulté est accrue avec l'utilisation, comme c'est le cas pour MYSTIC, MIRC-X et SPICA-VIS, de fibres optiques monomodes qui nécessitent un fonctionnement correct de l'optique adaptative de chaque télescope pour que la lumière y soit injectée. Les régimes de **RSB** très fluctuants qui en découlent sur chaque télescope (voire la perte de flux totale) rendent le cophasage parfois impossible pendant plusieurs secondes ce qui peut amener un télescope à perdre la cohérence avec les autres.

Pour éviter que cette situation ne perdure alors que les télescopes décohérencés sont de nouveau opérationnels, le suiveur de frange entre dans l'état RELOCK. Cela déclenche une commande en dents de scie alternativement négatives et positives (Fig. 5; LACOUR et al., 2019), de forme commune à tous les télescopes mais de vitesses différentes. Sa fonction est de parcourir toutes les OPD autour de la dernière position du télescope avant de l'avoir perdu jusqu'à retrouver un **RSB** supérieur au seuil de détection fixé  $S_{GD}$ .

La force de cet état est de continuer de cophaser les télescopes qu'il peut (donc les bases en cohérence sont comme dans l'état TRACK) tandis que les OPD entre des télescopes ou groupes de télescopes reçoivent la commande en dent de scie pour revenir dans la cohérence. Cela est rendu possible par le jeu d'un vecteur de vitesses  $\mathbf{v}$  et de la matrice  $\mathbb{K}^6 = \mathbf{I}^6 - \mathbb{I}_{GD}^6$  qui répartit les composantes de ce vecteur de telle sorte que les commandes vérifient les deux conditions suivantes :

1. les télescopes cophasés ensemble reçoivent la même commande, qui vient s'ajouter à la commande

PD et GD générées parallèlement,

2. les télescopes hors cohérences reçoivent des commandes non nulles différentes de tous les autres, y compris des sous-groupes de télescopes cophasés.

La commande générée s'exprime ainsi

$$\mathbf{u}_{relock,n} = \mathbb{K}^6 \cdot \mathbf{v}^T \cdot \mathbf{u}_{saw}, \quad (6.19)$$

où  $\mathbf{u}_{saw}$  est la commande commune en dent de scie.

La première condition est intrinsèque au fonctionnement de la matrice  $\mathbb{K}^6$  qui, pour un sous-groupe de télescopes cophasés, convertit la commande de chacun d'eux en la somme de toutes ces commandes, générant ainsi une commande commune.

En revanche la seconde condition est plus contraignante et nécessite de choisir le vecteur  $\mathbf{v}$  convenablement. Pour notre interféromètre à six télescopes, il faut qu'aucun télescope, paire de télescopes ou triplet de télescopes, ne se déplace à la même vitesse qu'un quelconque sous-groupe des télescopes complémentaires. C'est presque le cas pour le vecteur

$$\mathbf{v} = (-8.25 \quad -7.25 \quad -4.25 \quad 1.75 \quad 3.75 \quad 8.75)^T \quad (6.20)$$

pour lequel une unique configuration interrompt la recherche : celle pour laquelle les télescopes 1, 4 et 5 sont cophasés d'un côté et les télescopes 2, 3 et 6 le sont de leur côté. En effet, cette configuration générerait la commande -2.75 sur les deux groupes de télescopes. Comme cette configuration est rare et unique, il suffit d'inverser le signe de la commande d'un des deux sous-groupes pour que la recherche opère.

### 6.3.3 L'état SCAN : cohérencage des télescopes pour un début d'observation rapide et efficace.

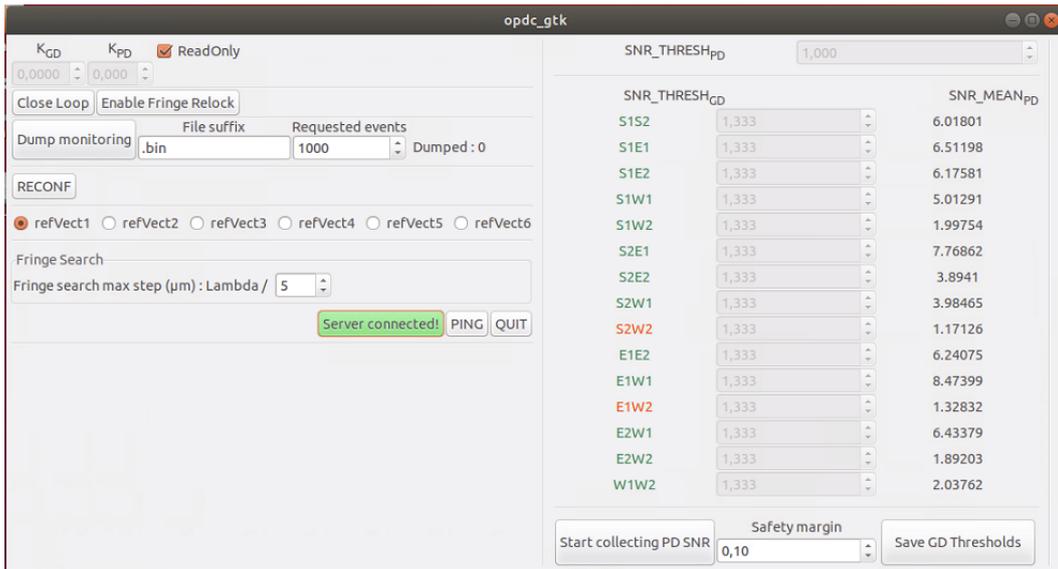
L'état SCAN correspond à l'état RELOCK généralisé aux six télescopes et qui ne passe pas en mode TRACK tant que tous les télescopes n'ont pas été cophasés avec le télescope de référence. S'ajoute à ça son rôle primordial dans la détermination des seuils de détection de frange,  $S_{GD}$ , et d'utilisation des estimateurs PD,  $S_{PD}$ .

Lorsque l'observation débute, le suiveur de frange va donc commencer par déplacer l'ensemble des télescopes autour d'une position de référence à laquelle on s'attend à trouver les franges, avec une amplitude suffisamment grande pour enregistrer le **RSB** minimal correspondant à une position hors cohérence et le **RSB** maximal correspondant au centre du paquet de frange, la position de **GD** nul. La position correspondant au **RSB** maximal est enregistrée également puis les seuils  $S_{PD}$  et  $S_{GD}$  sont définis en utilisant les valeurs minimale et maximale des **RSB** enregistrés pour chaque base.

Lorsque toutes les positions sont trouvées, c'est-à-dire que le **RSB** est suffisamment élevé sur au moins 5 bases indépendantes, tous les télescopes sont envoyés à la position détectée comme étant celle du **GD** nul et l'état TRACK est activé. Si l'état SCAN ne permet pas de cohérencer un télescope ou plus (parce qu'il a un problème de **LAR**, d'injection ou que toutes les bases le connectant au reste du réseau sont trop longues par exemple), le rang nécessaire  $R_0$  pour passer dans les états TRACK et RELOCK est réduit du nombre de télescopes introuvables en attendant de régler leur problème.

## 6.4 Intégration du logiciel SPICA-FT dans l'infrastructure de CHARA

L'ensemble de l'architecture logicielle de SPICA-FT est écrite dans le langage C++. Au cours de l'observation, l'utilisateur possède deux interfaces graphiques, **Graphical User Interfaces (GUIs)** dans la convention CHARA. Le **GNOME ToolKit (GTK)** (Fig. 6.8a) permet de définir les paramètres de SPICA-FT (de *opd\_controller* mais aussi *phase\_sensor*), tels que les seuils  $S_{GD}$  et  $S_{PD}$ , ou de lancer des enregistrements de séquence. L'utilisateur peut également observer sur le **Real Time Display (RTD)** (Fig. 6.8b) une partie des données (PD, GD, commandes, ...) en sélectionnant celle qu'il souhaite. Les **GUIs** présentés ici sont en constante amélioration avec l'expérience accumulée par les commissionings de SPICA-FT.



(a) Interface utilisateur du GTK de SPICA-FT



(b) Interface utilisateur du RTD de SPICA-FT.

FIGURE 6.8 – Interface utilisateurs de SPICA-FT, en cours de développement.

J'explique à présent comment SPICA-FT interagit avec le reste de l'écosystème informatique de CHARA pour générer les commandes et les envoyer aux LAR, aussi nommées *Optical Path Length Equalizers (OPLEs)* dans le contexte de CHARA. Le schéma de principe général de l'intégration de SPICA-FT dans l'infrastructure logicielle de CHARA est dressé en Fig. 6.9. Pour faciliter les interactions entre les différents serveurs, CHARA a mis en place une librairie commune, *CHARA lib*, que chaque serveur souhaitant interagir avec son écosystème doit posséder. Toute information partagée entre deux serveurs transite donc par cet intermédiaire.

Le logiciel de commande de SPICA-FT étant conçu pour fonctionner en priorité avec les données du spectro-interféromètre MIRC-X, c'est au sein du serveur de cet instrument que le traitement des informations est effectué. Le *credone\_control\_server* du logiciel de MIRC-X commence par réceptionner les images enregistrées par sa caméra C-RED ONE, que le *mircx\_server* utilise pour estimer les six

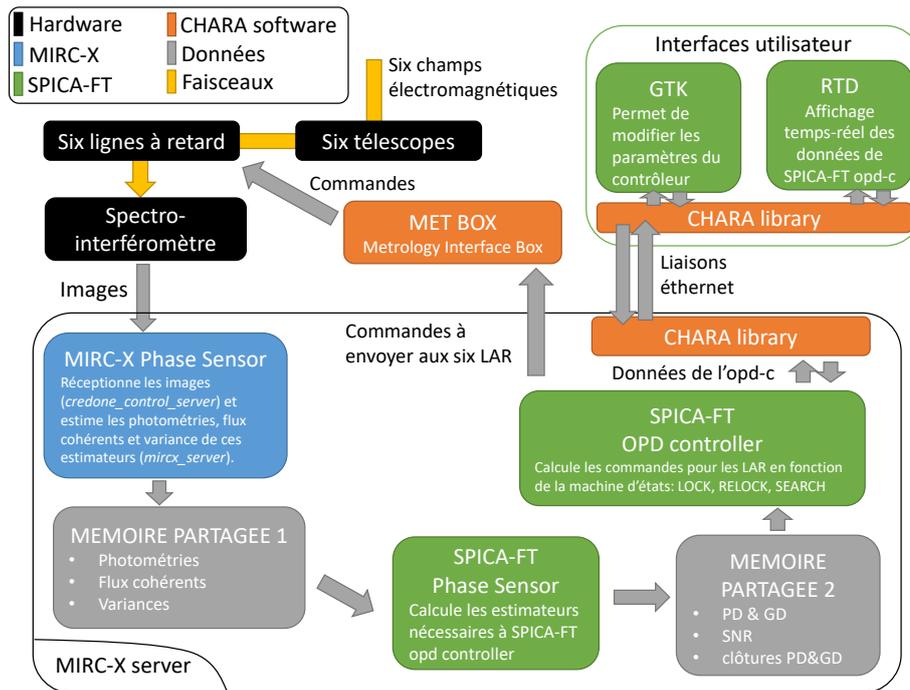


FIGURE 6.9 – Implantation de SPICA-FT dans l’infrastructure logicielle de CHARA.

photométries, les quinze flux cohérents et les erreurs sur ces observables. Ces estimateurs sont stockés dans une première mémoire partagée.

Le processus *phase\_sensor* de SPICA-FT traite ces données selon les méthodes présentées en Sec. 6.2 pour en extraire les informations de PD, GD, clôtures de phase et RSB des mesures sur chaque base et les stocker dans une seconde mémoire partagée. À partir de ces estimateurs, le processus *opd\_controller* qui contient la logique de commande présentée en Sec. 6.3 calcule les commandes à envoyer aux OPLEs. Ces commandes sont ensuite envoyées aux Met Box, en contournant *CHARA lib* pour gagner en rapidité, qui se chargent d’en faire des commandes recevables pour les OPLEs selon le principe affiché en Fig. 6.10.

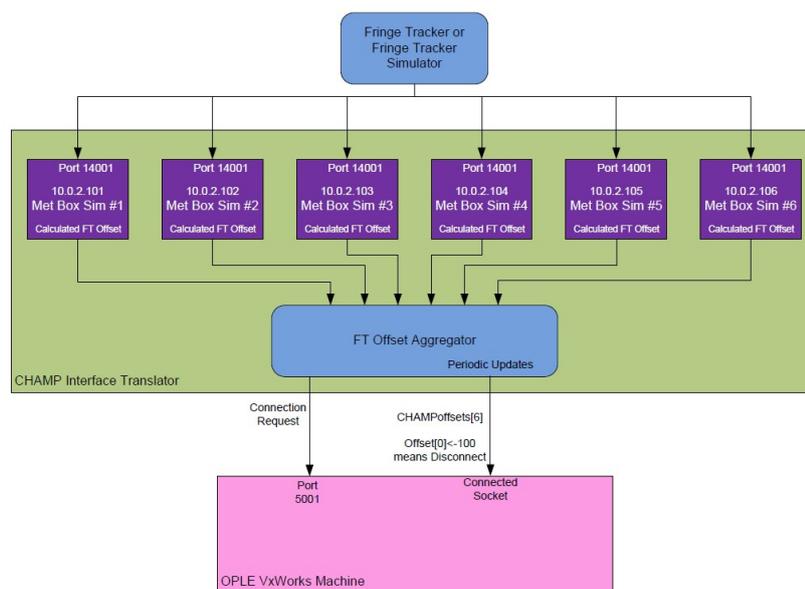


FIGURE 6.10 – Schéma de principe du fonctionnement de l’interface Met Box entre le FT et les OPLEs.

## 6.5 Caractérisation de SPICA-FT en laboratoire

### 6.5.1 Le banc de caractérisation de SPICA-FT

Afin de caractériser le **PIC** de **SPICA-FT**, soutenir le développement de son algorithme de commande et caractériser en partie ses performances avant de le faire fonctionner sur **CHARA**, l'équipe a mis sur pied à Nice un banc optique simulant un spectro-interféromètre fibré à six télescopes observant une étoile non résolue.

Sur ce banc, présenté en Fig. 6.11, une source laser éclaire six trous dont les bases projetées sont suffisamment petites devant la cohérence spatiale de la source pour considérer la source non résolue. La visibilité des quinze bases ainsi créées est donc supposée unitaire. Les faisceaux sortant des six trous sont réfléchis sur des miroirs à 45° montés sur des platines piézoélectriques rapides qui dirigent les faisceaux vers six modules d'injection placés à l'entrée de chaque fibre optique monomode. Ces modules d'injection peuvent être translatés dans la direction de l'axe optique grâce à des platines piézoélectriques à grande dynamique ( $\pm 4$  mm), afin de cohérencer les six champs électromagnétiques. Pour maximiser l'injection, il est possible de régler manuellement le tip/tilt des miroirs. Les fibres sont connectées aux entrées du **PIC** dont les sorties sont ensuite dispersées à l'aide d'un spectrographe simple composé d'un prisme et de deux lentilles collimatrice et imageante. La modulation des champs électromagnétiques est faite par les platines de translation rapide des miroirs. Des disques blancs en plastique (*shutters*) peuvent être introduits électroniquement dans chacun des chemins optiques individuellement pour les procédures de calibration du **PIC** et les développements de l'algorithme de commandes.

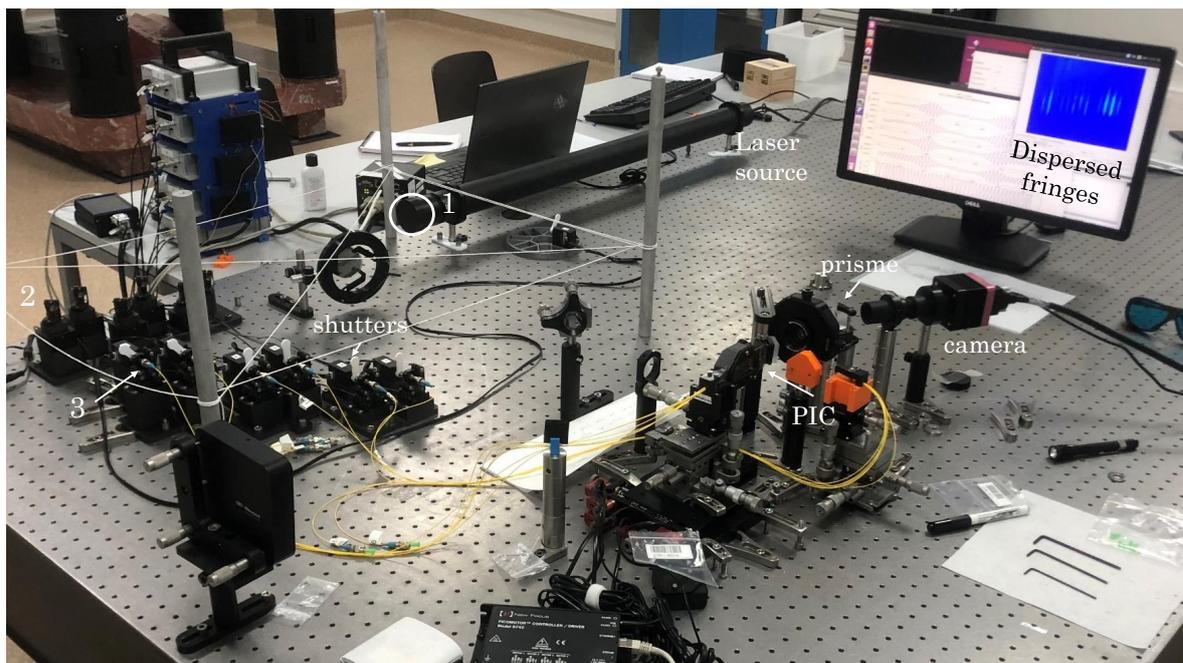


FIGURE 6.11 – Banc de caractérisation du **PIC** de **SPICA-FT**. Une source laser non résolue éclaire six trous (1) à partir desquels six champs électromagnétiques se propagent puis sont réfléchis sur six miroirs (2) vers un module d'injection placé à l'entrée de chaque fibre monomode (3). La position des six miroirs peut-être modulée par des piezo rapides et précis afin de moduler finement les chemins optiques. Les modules d'injection sont montés sur des platines de translation piézoélectrique moins précis mais dont la grande dynamique permet de mettre en cohérence les faisceaux. Les six fibres alimentent le **PIC** puis les 60 faisceaux sortant sont collimatés puis dispersés et réimagés sur la caméra infrarouge. On mesure alors 60 spectres sur l'écran.

### 6.5.2 Fonction de transfert du PIC

Une première génération du **PIC** de **SPICA-FT** a été fabriquée en 2019. Bénéficiant du savoir-faire et des installations présentes à l'**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)** depuis les développements de l'instrument **PIONIER**, cette première génération a été caractérisée en terme de transmission. La transmission est ainsi estimée à plus de 50%, en accord avec les spécifications.

L'équipe de l'OCA travaillant au développement de SPICA-FT a ensuite conçu le banc présenté dans la Sec. 6.5.1. Ce banc permet de mesurer les propriétés interférométriques des PICs, c'est-à-dire la répartition des flux, les déphasages et la visibilité instrumentale sur chaque base, mais ne permet pas d'estimer la transmission absolue du PIC.

Au total, une dizaine de PIC différents ont été caractérisés grâce à ce banc optique pour sélectionner le meilleur d'entre eux. Le PIC actuellement utilisé sur SPICA-FT est issu de trois itérations réalisées avec le fabricant VLC Photonics. Je n'ai pas participé au développement du banc optique mais ait contribué à la caractérisation des PICs en tant qu'opérateur occasionnel du banc et en participant aux discussions. Le travail de caractérisation présenté ici est en grande partie issu de la collaboration de Denis Mourard, Philippe Bério, Fatme Allouche, Julien Dejonghe et Sylvain Rousseau et les résultats ont été rassemblés dans PANNETIER et al. (2022) attaché en Sec. 6.9.

Nous avons mesuré les V2PM et créé les P2VM de tous les PICs grâce à la procédure décrite en Ann. A.6. La V2PM de chaque PIC nous renseigne sur la qualité des mesures interférométriques à partir des intensités mesurées sur le détecteur. Les transmissions, qui doivent être de 5% (le flux de chacun des six faisceaux étant divisé en cinq pour être superposé individuellement aux cinq autres faisceaux et chaque paire étant répartie sur quatre modulations ABCD), fluctuent en pratique entre 3 et 8% et les déphasages s'écartent parfois d'une dizaine de degrés de leur échantillonnage optimal  $[0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ]$ . Le meilleur PIC obtenu, à la troisième itération, possède les caractéristiques suivantes : les déphasages des voies B, C et D par rapport à la sortie A sont en moyenne  $87.9 \pm 13.2$  deg,  $181 \pm 2.5$  deg et  $268.7 \pm 14.6$  deg respectivement, avec un léger chromatisme de ces déphasages comme affiché en Fig. 6.12 tirée de PANNETIER et al. (2022). La visibilité instrumentale se situe entre 60 et 80% selon la base et le canal spectral. Il est étonnamment bas par rapport au plus de 95% obtenu en mode dispersé avec le PIC de GRAVITY-FT (PERRAUT et al., 2018) ou celui de PIONIER (BENISTY et al., 2009), cependant la mesure a été faite sans séparation ni correction des polarisations et les lames biréfringentes de MIRC-X permettant de rephaser les deux polarisations devraient permettre d'atteindre un meilleur contraste de frange.

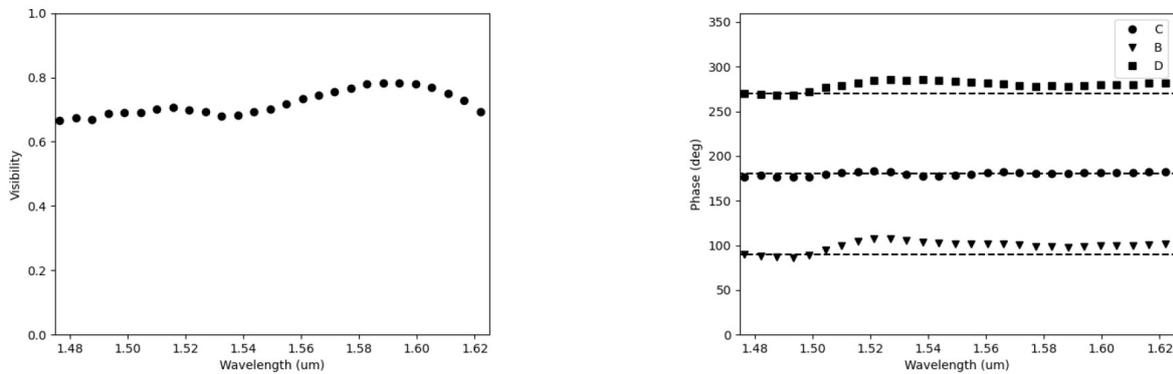


FIGURE 6.12 – Visibilité instrumentale et déphasages selon la longueur d'onde sur la base 16. La visibilité instrumentale varie selon la longueur d'onde entre 65 et 80% et les déphasages s'éloignent de quelques degrés de leur valeur moyenne.

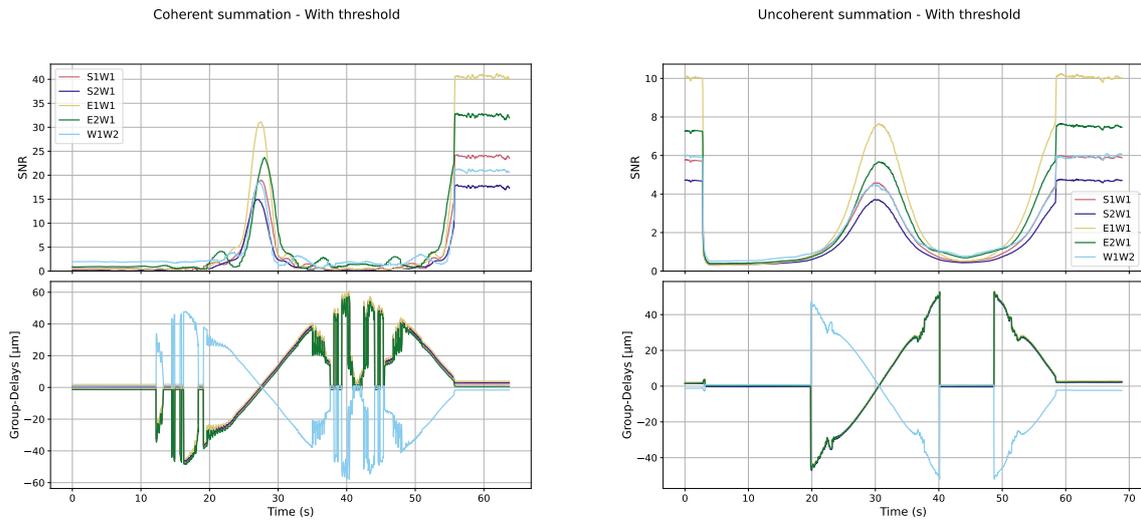
### 6.5.3 Caractérisation de la boucle d'asservissement en laboratoire

Les platines du banc optique sur lesquelles sont montées les entrées des fibres optiques permettent de moduler les pistons de chaque faisceau, à la manière des LAR d'un interféromètre, et d'ainsi tester partiellement le fonctionnement de notre algorithme de suivi de franges. Dû à leur faible dynamique ( $\pm 15 \mu\text{m}$ ) face à la longueur de cohérence de plusieurs centaines de micromètres, les platines de translation rapides ne peuvent pas être utilisées pour le fonctionnement des modes RELOCK et SCAN. Ce sont donc les platines à grande dynamique mais plus lentes et aussi moins précises qui sont utilisées pour cela. Cela rend difficile le fonctionnement en parallèle des modes TRACK et RELOCK donc ces deux modes n'ont jamais été utilisés en même temps sur le banc.

Les perturbations atmosphériques en salle blanche sont très faibles. Afin de privilégier d'autres tâches plus critiques telles que la compatibilité de SPICA-FT avec l'écosystème CHARA, les caractérisations du PIC, le développement de la machine d'états, avant d'avoir accès aux premières nuits de commissioning, nous n'avons pas développé le nécessaire pour simuler ces perturbations atmosphériques. La boucle de

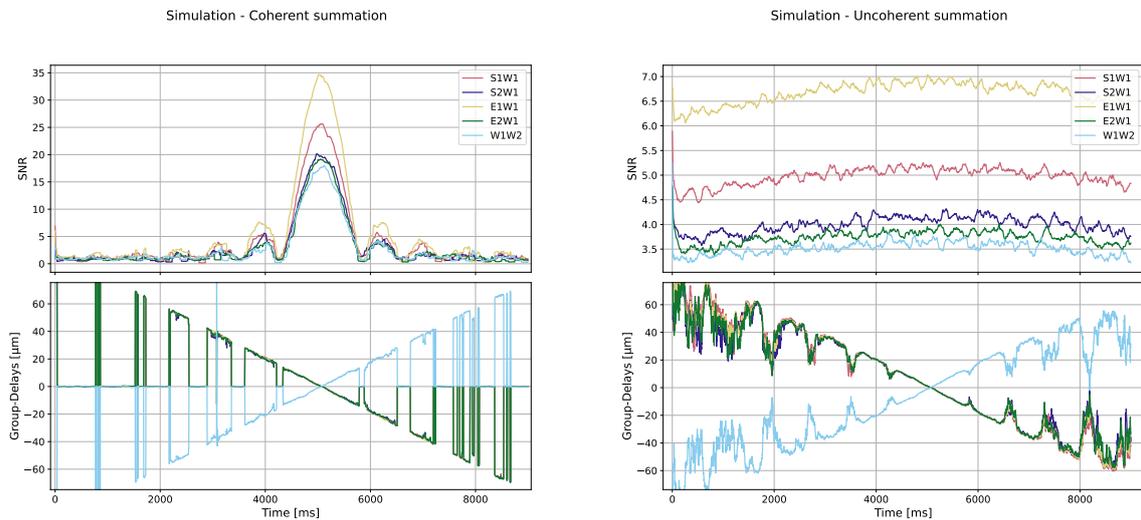
contrôle n'a donc pas été soumise en laboratoire à des perturbations réalistes. En plus d'avoir permis la calibration du PIC, le banc est donc surtout un outil essentiel pour le développement de la boucle d'asservissement. Je l'ai tout de même utilisé pour étudier les estimateurs de variances présentés en Eq. 6.14 et 6.15.

La Fig. 6.13 permet de comparer ces deux estimateurs de RSB dont je réfère ici sous les noms d'estimateurs 1 et 2 respectivement. Les Fig. 6.13a et 6.13b sont le résultat d'un scan du faisceau 5 (W1) de  $-60$  à  $+60$   $\mu\text{m}$  à une vitesse suffisamment lente ( $5$   $\mu\text{m/s}$ ) pour éviter toute perte de contraste liée à l'intégration temporelle. La LAR retourne ensuite à la position de cophasage avec les autres faisceaux. J'ai effectué en parallèle une simulation en utilisant les V2PM et P2VM du PIC qui équipe le banc. J'affiche en bas de chacune des figures l'estimateur de GD calculé avec l'opération des moindres carrés pondérés par l'estimateur utilisé et après seuillage (cf. Sec. 6.3.1). Les deux estimateurs de RSB ont des comportements assez différents.



(a) Mesure sur le banc. Intégration cohérente des canaux spectraux.

(b) Mesure sur le banc. Intégration incohérente des canaux spectraux.



(c) Simulation. Intégration cohérente des canaux spectraux.

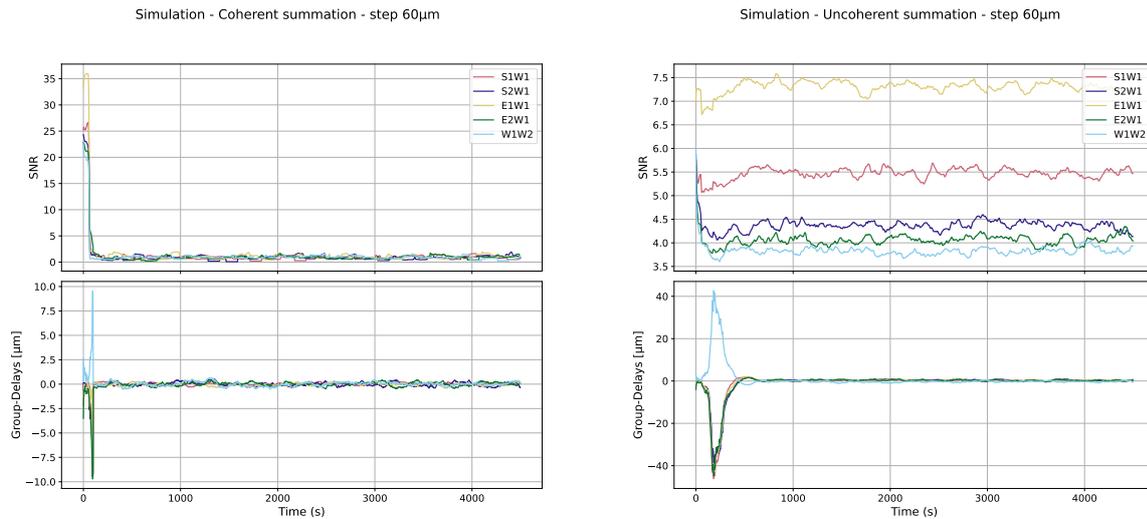
(d) Simulation. Intégration incohérente des canaux spectraux.

FIGURE 6.13 – Comparaison des estimateurs de RSB au moyen du banc de caractérisation et du simulateur. Pour chaque figure, le tracé du haut présente l'estimateur étudié et le tracé du bas la valeur du GD calculé avec l'opération des moindres carrés pondérés par l'estimateur utilisé et après seuillage.

On voit d'abord sur les mesures comme sur les simulations que l'estimateur 1 est plus contrasté que

l'estimateur 2. Cependant, du fait de l'intégration cohérente de l'estimateur 1, celui-ci est convolué par une enveloppe de cohérence de demi-largeur associée à la largeur de bande spectrale de l'instrument, soit  $L_c \simeq 15 \mu\text{m}$ . Pour autant, bien que la première annulation soit bien visible sur les simulations (Fig. 6.13c), l'estimateur 1 ne s'annule pas totalement en pratique avant sa deuxième annulation théorique, soit ici pour  $\Psi \sim 30 \mu\text{m}$ . L'estimateur 2 quant à lui ne subit d'annulation ni en pratique ni en théorie, ce qui est en accord avec le fait que l'intégration incohérente lui confère la même propriété que l'estimateur GD, soit le fait d'être convolué par une enveloppe de cohérence de largeur égale à  $L_c = R\lambda \simeq 350 \mu\text{m}$  ici pour  $R = 240$ . L'enveloppe que l'on voit se dessiner n'est donc pas l'enveloppe de cohérence mais certainement la disparition des franges dans le bruit de lecture du détecteur, important sur la caméra utilisé sur le banc.

Les GD sont estimés correctement jusqu'à  $\pm 30 \mu\text{m}$  pour l'estimateur 1 et  $\pm 40 \mu\text{m}$  pour l'estimateur 2 avec cependant une dégradation de la mesure vers  $\pm 30 \mu\text{m}$ . En simulation, on observe un comportement similaire : le GD estimé à partir de l'estimateur 1 s'annule régulièrement tandis que l'autre subit une dégradation régulièrement mais ne s'annule pas. La période de ce phénomène est égale à la longueur de cohérence de la bande spectrale, bien qu'il n'apparaisse pas à  $\pm 15 \mu\text{m}$  sur la mesure réelle (Fig. 6.13b). Il est d'ailleurs intéressant de constater que les mesures réelles sont exactes sur une plus grande échelle de valeurs que les simulations. Malgré cette dégradation de la précision, la valeur du GD calculé à partir de l'estimateur 2 a le bon signe et devrait donc pouvoir être utilisée pour cohérencer les télescopes à partir de GD plus grand qu'en utilisant l'estimateur 1. Je présente en Fig. 6.14 un exemple théorique pour lequel le télescope subit un échelon de  $+60 \mu\text{m}$  alors que le FT est en boucle fermée. Dans le cas de l'estimateur 1, le RSB tombe à 0 et ne remonte pas : le cophasage est perdu. Dans le cas de l'estimateur 2, le RSB diminue mais le FT ramène progressivement W1 en cohérence puis cophase le réseau.



(a) Intégration cohérente des canaux spectraux.

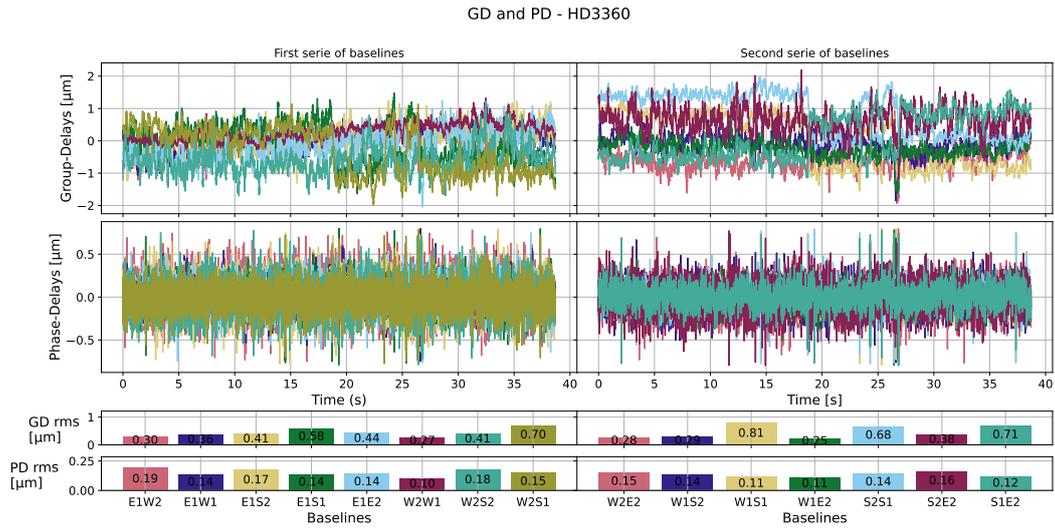
(b) Intégration incohérente des canaux spectraux.

FIGURE 6.14 – Cohérencage des télescopes en utilisant l'estimateur de RSB 1 ou 2. La valeur du RSB permet d'observer si les télescopes sont cophasés. La valeur du GD est trompeuse dans la mesure où le seuillage met ses valeurs proches de 0.

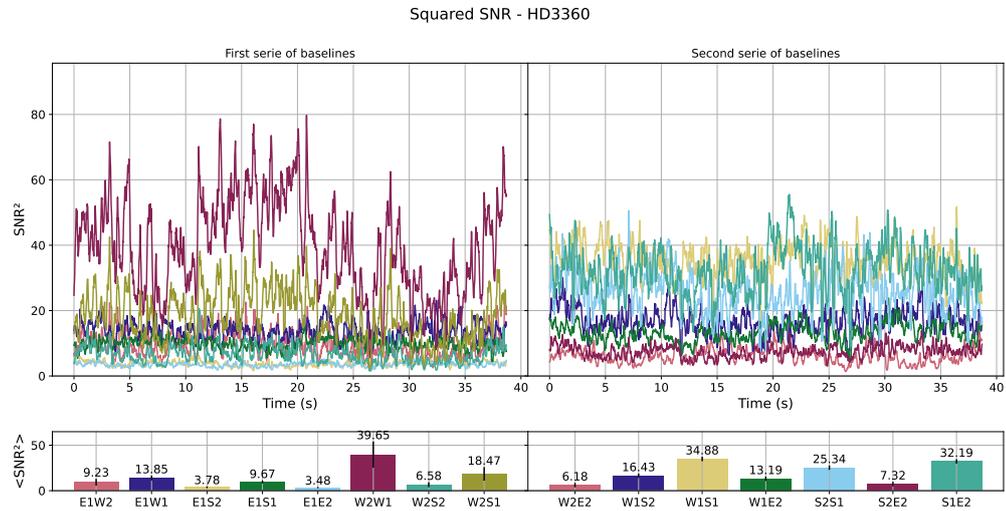
Les inconvénients et avantages des deux estimateurs ne permettent pas à l'heure actuel de trancher clairement en faveur de l'un. Au contraire, il semblerait que chaque estimateur se destine à un usage particulier. L'estimateur 1 est contrasté et précis sur la longueur de cohérence de la bande spectrale de l'instrument. En comparaison, l'estimateur 2 est plus imprécis, moins contrasté mais ne s'annule pas dans la longueur de cohérence de l'instrument dispersé. L'estimateur 1 est donc plus discriminant et devrait donc être plus performant lors du calcul par opération des moindres carrés pondérés, améliorant la qualité des estimations sur les GD faibles. Cela reste cependant à vérifier lors du commissioning de SPICA-FT. En revanche, ce gain en précision est perdu pour des GD qui sont pourtant encore dans la longueur de cohérence de l'instrument dispersé. L'estimateur 1 est donc mieux adapté durant la

phase où le **PD** fonctionne et cophase les télescopes. Le **GD** calculé au moyen de l'estimateur 2, bien qu'inexact aux niveaux des annulations de l'enveloppe de cohérence de la frange blanche de l'instrument, sont utilisables pour des plus grandes valeurs de **GD**. Cela justifie l'utilisation de l'estimateur 2 en tant que détecteur de franges et outil pour cohérencer les télescopes.

## 6.6 Performances actuelles de SPICA-FT



(a) Mesures de **PD** et **GD** et écart-type des résidus. Le minimum de résidu est obtenu sur la base W2W1 à 100 nm rms. L'écart-type du **GD** sur les bases ne subissant pas de sauts de frange descend à 250 nm rms sur la base W1E2.



(b) Evolution du **RSB**. Tous les **RSB** sont supérieurs à 3.

FIGURE 6.15 – Cophasage des six télescopes de CHARA sur l'étoile HD3360 (magnitude  $H \simeq 4.2$ ) de visibilités supérieures à 70% sur toutes les bases. Le résidu moyen de **PD** est 133 nm rms, avec un minimum atteignant 100 nm rms sur la base W1W2, base ayant le plus fort **RSB**.

Grâce à la logique de commande présentée dans la Sec. 6.3, **SPICA-FT** est capable de cophaser les six télescopes de **CHARA** avec des résidus de phases mesurées pouvant descendre aussi bas que 100 nm rms sur plusieurs dizaines de secondes. Je présente dans cette partie les performances obtenues avec **SPICA-FT** au cours de la période Juillet 2022 à Octobre 2022.

### 6.6.1 Premier cophasage des six télescopes d'un interféromètre stellaire.

J'affiche en Fig. 6.15 une séquence de 38 s durant laquelle SPICA-FT a maintenu cophasés les six télescopes de CHARA sur l'étoile HD3360. Cette étoile de magnitude  $H \simeq 4.2$  possède un diamètre angulaire d'environ 0.3 mas, ce qui lui donne dans la bande H des visibilités supérieures à 70% sur toutes les bases de CHARA. L'écart-type obtenu sur les 38 s de cophasage est en moyenne de 133 nm rms avec un minimum de 100 nm rms atteint sur la base W1W2, celle ayant le plus fort RSB du fait du flux élevé sur le télescope W2 et de sa longueur relativement courte. C'est du niveau que l'on souhaite atteindre sur des étoiles plus faibles pour permettre à SPICA-VIS des poses longues. On peut en revanche remarquer dans les courbes de l'estimateurs GD, par exemple la courbe bleue claire de la base S2S1, des sauts d'amplitude  $\simeq 1.6 \mu\text{m}$ . Ce sont les commandes GD dont le rôle est de maintenir SPICA-FT dans la frange centrale. Sans impact pour les performances de la boucle PD, ils sont en revanche destructeurs pour la visibilité des franges à la plupart des autres longueurs d'onde. J'en parle plus longuement dans la Sec. 6.6.2 suivante.

Sur les Fig. 6.16a et 6.16b, je trace le module de la FTBO de la boucle PD pour les bases E1W2 et W1W2 présentant respectivement les plus forts et les plus faibles résidus de phase. Les commandes et résidus de PD y sont aussi tracés. La fréquence de coupure, fréquence à laquelle le module de la FTBO est égale à 1, est entre 30 et 60 Hz. La fréquence de coupure de 60 Hz permet de stabiliser les franges quand celles-ci ont un temps de cohérence de l'ordre de la dizaine de millisecondes, cas médian sur CHARA. Il serait certainement bénéfique d'augmenter encore cette fréquence de coupure mais, à la fréquence de lecture de la caméra de 250 Hz, elle est déjà proche du maximum théorique de la boucle d'asservissement qui généralement sature à une fréquence 6 à 7 fois inférieure à sa fréquence de fonctionnement. Augmenter la fréquence de coupure se ferait donc nécessairement par augmenter la vitesse de lecture et donc réduire la sensibilité de l'instrument. Il y a donc un compromis possible que la suite du commissioning permettra d'étudier.

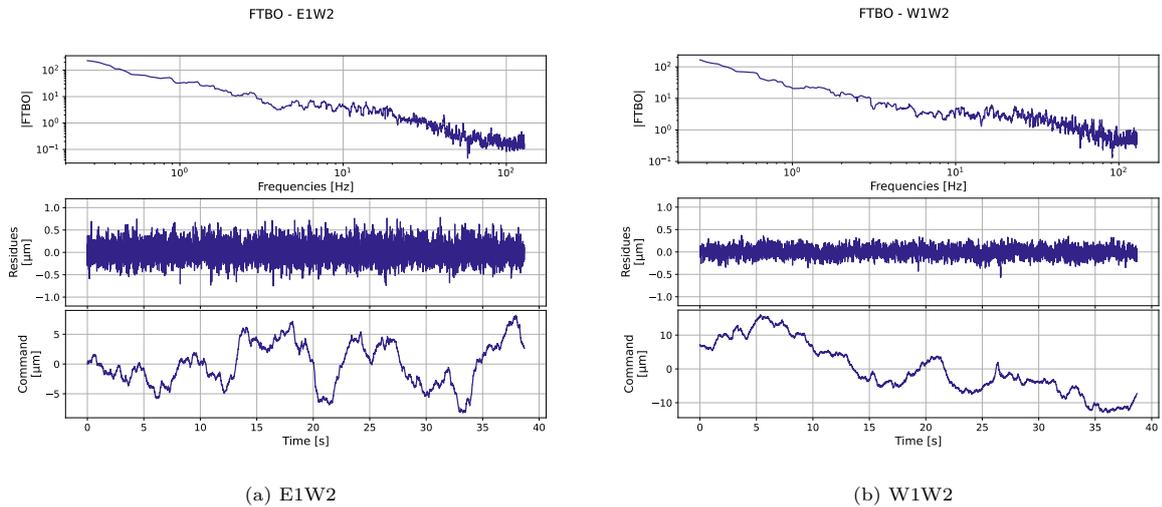
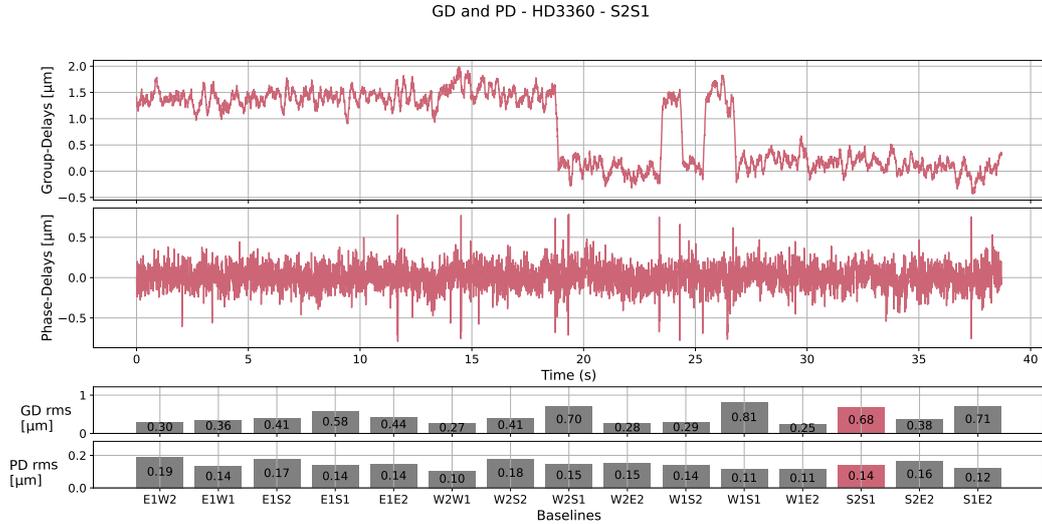


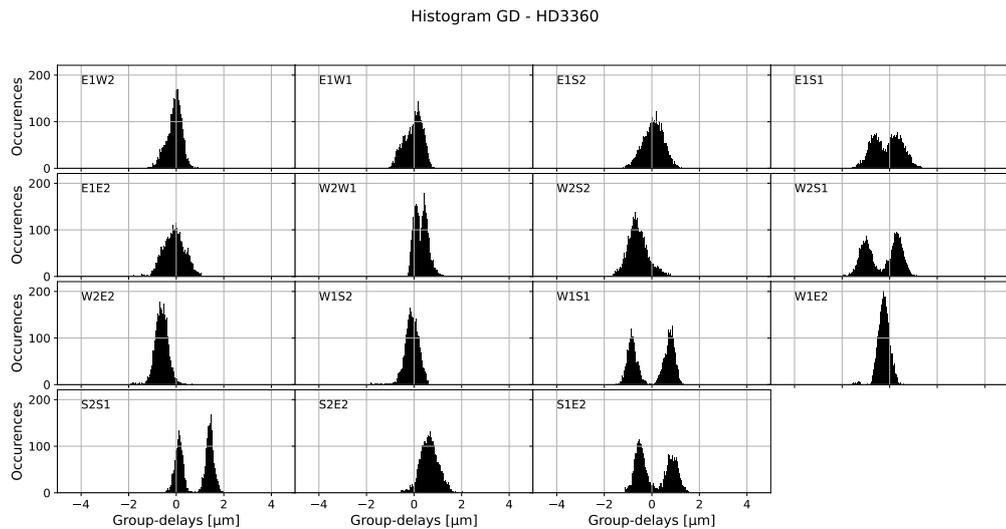
FIGURE 6.16 – FTBO des résidus de cophasage les plus élevés (Fig.6.16a ; E1W2) et les plus faibles (Fig.6.16b ; W1W2) pour la même observation qu'un Fig. 6.15.

Finalement, les enjeux principaux de la suite du commissioning sont donc d'atteindre les mêmes performances sur toutes les bases que sur la base W1W2, de limiter la quantité de sauts de franges et de pousser les limites de magnitude et de diamètre angulaire auxquelles ces performances sont atteintes.

## 6.6.2 Stabilité de la boucle GD et sauts de frange.



(a) Évolution des PD et GD lors du cophasage à 6T ayant permis d'atteindre un écart-type du PD de 135 nm en moyenne sur toutes les bases. Cette figure montre qu'en réalité, le GD n'est pas resté à 0, et que plusieurs sauts de frange ont eu lieu. Ces sauts observables sur l'estimateur GD sont aussi remarquables sur l'estimateur PD par des pics synchronisés avec les sauts de GD mais des événements similaires apparaissent cependant aussi en l'absence de saut de frange.



(b) Histogramme des GD sur toutes les bases. Le GD n'est pas stabilisé sur la valeur nulle sur les trois bases du triangle W2E2S2 tandis que les GD de chaque base impliquant le télescope S1 se répartissent autour de deux valeurs moyennes séparées de 1.6 μm, brouillant ainsi les franges dans certaines longueurs d'onde de la bande R.

FIGURE 6.17 – Évolution des PD et GD sur la base S1S2 et histogrammes des GD de toutes les bases durant le cophasage des six télescopes sur l'étoile HD3360 (magnitude H=4.2, visibilité V>70% en bande H) le 15 Août 2022.

J'affiche en Fig. 6.17a l'évolution des PD et GD pour la base S1S2. Malgré la forte réduction de la turbulence par la boucle PD obtenue sur l'étoile brillante et très peu résolue HD3360, les bases impliquant le télescope S1 présentent des sauts de frange. Ces sauts de franges, observables sur la courbe de GD et dont l'amplitude de 1.6 μm est définie par l'algorithme, ne sont quasiment pas vues par SPICA-FT. En revanche, ils ont pour conséquence de brouiller les franges sur une majeure partie de la bande R. L'intégration longue de SPICA-VIS y est donc rendue impossible, à moins de retirer les images qui comportent ces sauts. Cela est en effet possible en post-traitement grâce aux données du suiveur de frange et c'est ce que faisait MATISSE jusqu'en 2022 lors des opérations GRAV4MAT présentées en Sec. 2.1.2.

La Fig. 6.17b montre la répartition des valeurs de GD sur les quinze bases au cours de la séquence de 38 s. Pour les bases impliquant S1, ces valeurs se répartissent de manière équilibrée autour de deux valeurs moyennes séparées de 1.6  $\mu\text{m}$ . Lors de cette observation, SPICA-FT cophase donc la moitié du temps sur la frange voisine de la frange centrale. En supposant une intégration longue de SPICA-VIS, le contraste des bases impliquant S1 serait dégradé de 25% à 0.75  $\mu\text{m}$  et jusqu'à 75% à 0.6  $\mu\text{m}$ . Ces sauts de franges sont donc catastrophiques dans un mode d'opération type *bootstrapping* spectral comme c'est le cas de SPICA-FT pour SPICA-VIS et MYSTIC.

Le temps de réponse de l'ordre de 100 ms de la boucle GD ne peut pas expliquer que celui-ci stagne durant plusieurs secondes sur la frange voisine. En revanche, l'estimateur GD affiche (Fig. 6.17a) un résidu de mesure de l'ordre de 300 nm, soit 65°. Dans la mesure où le GD travaille au bord de la zone [-180,180°], cette imprécision peut être une source d'instabilité causant des sauts de franges. Cependant, cela ne peut pas expliquer complètement le phénomène, ou en tout cas pas directement. Je discute en Sec. 6.7 des origines possibles des sauts de franges et des solutions envisageables pour tenter de les limiter.

### 6.6.3 Clôtures de phase PD et GD

Pour rappel, SPICA-FT utilise les clôtures de phase pour régulièrement mettre à jour les vecteurs de référence PD et GD nécessaires à la stabilité de la boucle d'asservissement. La précision et stabilité des mesures de clôtures joue donc également un rôle critique dans la stabilité du système. Pour une étoile non résolue telle que HD3360, les clôtures sont purement instrumentales. Or lors de ces tests, SPICA-FT était équipé du recombineur AIO de MIRC-X, qui par construction n'introduit pas de clôtures instrumentales. Lors des nuits d'Août 2022, nous avons donc désactivé l'usage des vecteurs de référence pour éviter que ceux-ci ne perturbent les boucles PD et GD comme nous l'avions observé durant de précédentes observations où très souvent certains télescopes étaient inactifs.

J'affiche en Fig. 6.18 l'évolution des clôtures  $\Theta_{pd}$  et  $\Theta_{gd}$  au cours de la meilleure séquence de cophasage des six télescopes déjà utilisée dans les sections précédentes. Nous nous attendrions à obtenir des clôtures PD et GD moyennes nulles. Or ces valeurs sont respectivement comprises dans les intervalles [-10°, 2°] et [-200°, 200°] avec des écarts-types moyens de 1.25° et 38°. À noter que l'on n'observe pas d'augmentation d'écart-type spécifiquement sur les triangles impliquant le télescope S1, victime de sauts de franges. Il appartient en revanche à une clôture dont la moyenne est à plus de 180°, mais c'est aussi le cas de E1, E2 et S2 donc cela n'est pas significatif. Il semble donc y avoir des clôtures instrumentales du GD, certainement lié à une mauvaise calibration de l'instrument. Or puisque nous avons désactivé les vecteurs de référence, les commandes de GD étaient certainement contradictoires et donc sources d'instabilités. Cela peut expliquer tout ou partie des sauts de franges observés lors de ce commissioning.

## 6.7 Améliorations possibles pour l'instrument SPICA-FT

Actuellement, SPICA-FT est toujours en cours de commissioning. J'ai présenté les résultats obtenus en Août 2022 qui ont montré que SPICA-FT était capable d'atteindre un niveau de cophasage de 100 nm rms dans de bonnes conditions. Nous avons remarqué des instabilités dans la correction du GD et la mesure des clôtures du GD. Les sauts de franges observés étaient fréquents et auraient eu des conséquences dramatiques sur les données de SPICA-VIS en longue pose. La situation peut certainement être améliorée en introduisant les vecteurs références, mais il restera d'autres sources d'instabilités qu'il faudra caractériser et réduire. Ci-après, je présente quelques unes de ces sources et des propositions de solutions pour améliorer la stabilité du système.

### 6.7.1 Correction numérique de la dispersion à basse fréquence

La correction numérique de la dispersion, par ajout d'une boucle de rétroaction à basse fréquence (du même ordre que la fréquence de calcul des clôtures) dans l'algorithme d'estimation des PD et GD, devrait améliorer le RSB de ces estimateurs. Le schéma-bloc d'une telle implémentation est proposé en Fig. 6.19. Cette mesure des ordres supérieurs de la dispersion, dont l'évolution lente permet de compenser le faible RSB de la mesure par une longue intégration, devrait d'abord permettre de remplacer la correction faite sur GRAVITY-FT grâce au terme correctif  $\xi$ , fixé avant le début de

Closure phases - HD3360

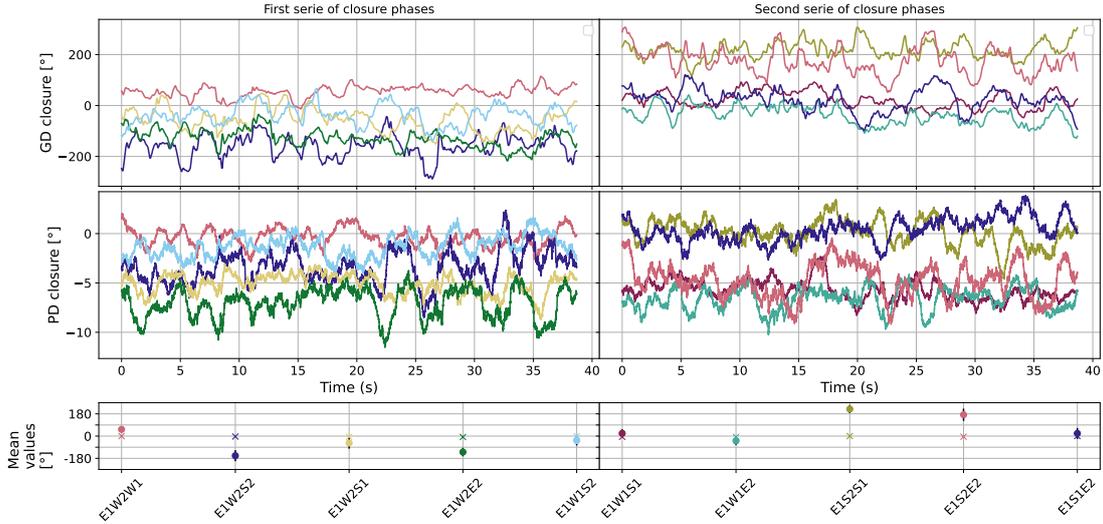


FIGURE 6.18 – Clôture des estimateurs PD et GD contenant le télescope E1. Les croix et points représentent respectivement les valeurs moyennes de  $\Theta_{pd}$  et  $\Theta_{gd}$ , avec leurs barres d'erreur en noir. Les clôtures de PD ont des écarts-types de l'ordre d'un degré et des valeurs moyennes comprises entre  $-10^\circ$  et  $2^\circ$ . Celles du GD en revanche sont comprises entre  $-200^\circ$  et  $200^\circ$  avec un écart-type de moyen de  $38^\circ$ , soit une précision relative de 25%, équivalente à celle du PD.

l'observation, par un autre terme correctif  $\xi(\sigma, t)$  évoluant à la même vitesse que la dispersion, mesuré en permanence sur le ciel et donc plus proche de la réalité bien que subissant un bruit de mesure potentiellement plus important que le terme correctif calibré avant observation.

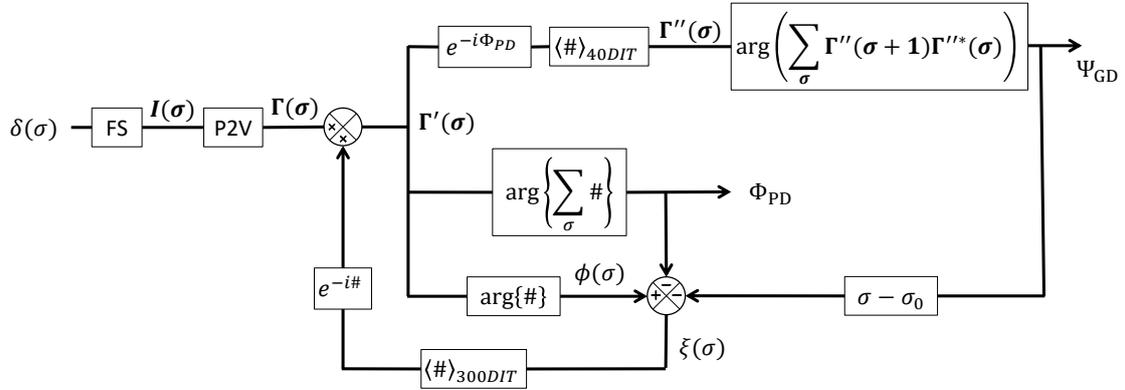


FIGURE 6.19 – Suggestion d'ajout d'une boucle de rétroaction supplémentaire compensant numériquement la dispersion, à fréquence basse (du même ordre que celle du calcul des clôtures par exemple), afin d'améliorer le RSB des estimateurs PD et GD.

On pourrait aussi imaginer utiliser la mesure des ordres supérieurs de la dispersion pour contrôler les LDC afin d'améliorer la stabilité de la boucle de contrôle GD comme discuté dans le prochain paragraphe.

## 6.7.2 Amélioration de la boucle de contrôle GD

### Vecteurs de référence

Dans ce manuscrit je n'ai pas beaucoup parlé des vecteurs de référence car nous n'avons pas encore pu les confronter à la réalité du ciel. Nous avons fait l'hypothèse qu'il n'y aurait pas de clôture

instrumentale sur le recombiner AIO utilisé lors des nuits d'observation de Août ce qui, certainement à cause d'une mauvaise calibration, n'était pas vrai. En particulier la précision du GD étant plus faible, ses clôtures peuvent avoir une valeur moyenne plus rapidement éloignée de 0. L'utilisation du vecteur de référence est donc nécessaire pour rendre stable la boucle de commande GD. On a vu dans la Sec. 6.6.3 que les clôtures du GD avaient un écart-type de  $38^\circ$  lors de cette observation sur une étoile brillante et non résolue. On observe donc souvent des écart-types plus importants que cela, ce qui augmente l'instabilité de vecteur de référence du GD, construit à partir des clôtures GD.

Une façon simple et directe d'améliorer la situation est d'augmenter le temps d'intégration des clôtures (paramètre  $N_{CP}$ ) étant donné que les clôtures sont des observables évoluant à l'échelle de l'heure plutôt que de la minute. En outre, le vecteur de référence est construit à partir de dix clôtures indépendantes parmi les vingt clôtures disponibles. Ces clôtures n'ont pas toutes le même niveau de précision et c'est d'autant plus vrai que l'objet est résolu avec des RSB hétérogènes sur toutes les bases. Il peut donc être judicieux de choisir les clôtures sur lesquelles on s'attend à la meilleure précision. Cependant la logique de décision qui permet de le faire n'a pas été trouvée à l'heure où j'écris ce manuscrit car n'est pas prioritaire. Je propose tout de même une méthode permettant de s'approcher du vecteur optimal, en privilégiant la présence d'au moins une des cinq OPD au plus fort RSB dans le calcul de toutes les clôtures :

1. Choisir les 5 OPD indépendantes au RSB maximal. Les composantes du vecteur référence correspondants aux 5 OPD indépendantes sont mises à 0.
2. Pour chaque composante restante, ajouter une clôture qui contient une des OPD indépendantes et l'OPD correspondant à la position de la composante, en veillant à respecter le signe de cette OPD.

Ce raisonnement s'applique évidemment aussi au vecteur de référence de la boucle PD.

Ainsi, si les cinq bases indépendantes présentant le meilleur RSB sont les bases 12, 23, 34, 45 et 56, le vecteur référence peut s'écrire :

$$\Phi^{\text{ref}} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\Theta_{123} \\ -\Theta_{124} \\ -\Theta_{145} \\ -\Theta_{156} \\ 0 \\ -\Theta_{234} \\ -\Theta_{245} \\ -\Theta_{256} \\ 0 \\ -\Theta_{345} \\ -\Theta_{346} \\ 0 \\ -\Theta_{456} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

### Correspondance des "zéros" du GD et du PD

Une limitation importante de la commande GD provient du centrage de son "zéro" sur un "zéro" du PD. En effet, le rôle du GD est uniquement de recentrer en permanence l'interférogramme afin que le PD cophase en utilisant les mesures faites sur la frange de meilleur contraste : la frange centrale. Lorsque le PD cophase sur la frange centrale la commande GD ne travaille pas pour ne pas interférer avec la commande PD. On définit donc une zone "aveugle" du GD où son intégrateur n'incrémente pas et qui doit correspondre à la frange centrale. Puisque l'horizon de mesure du PD est par définition  $\pm\lambda/2$  (Eq. 6.7), la frange centrale est  $\pm\lambda/2$  (Fig. 6.20a). Or le GD est une mesure de nature différente du PD puisqu'il s'agit de l'ordre 1 de la dispersion : la mesure de GD n'est donc pas exactement égale à la mesure de PD sur cet intervalle. Physiquement, cela signifie que la frange centrale n'est pas nécessairement centrée sur l'enveloppe de cohérence (Fig. 1.14d). Ainsi, la zone  $\pm\lambda/2$  du PD ne coïncide pas forcément avec la zone  $\pm\lambda/2$  du GD. C'est ce que je représente en Fig. 6.20. Lorsque

les mesures de PD et GD ne coïncident pas, la zone "aveugle" du GD n'est pas centrée sur la frange centrale. Si sa largeur est fixée à  $\pm\lambda/2$ , une partie de la frange centrale se trouve en dehors de la zone "aveugle" du GD (Fig. 6.20b). Si de fortes turbulences amènent le PD hors de cette zone "aveugle" tout en restant dans la frange centrale, le GD risque d'envoyer une commande de saut de frange erronée puisqu'il va alors sortir le PD de la frange centrale.

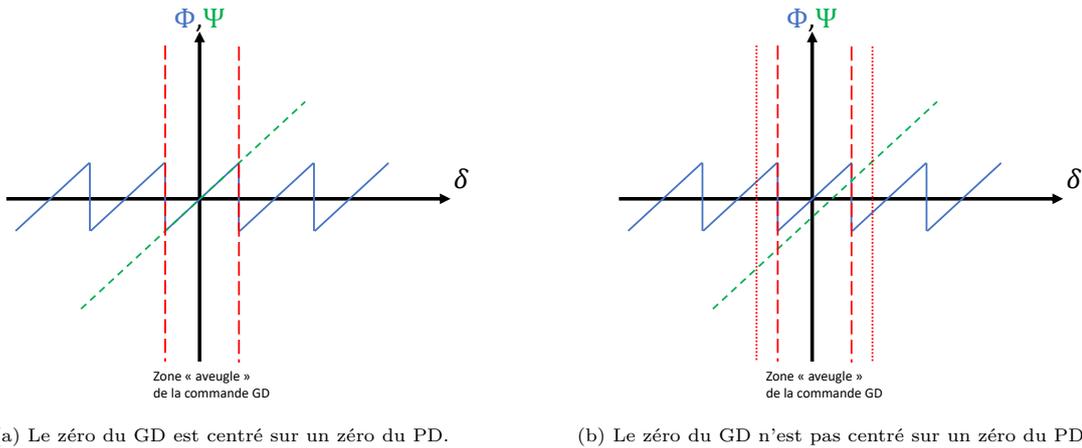


FIGURE 6.20 – Correspondance des "zéros" des PD et GD. Lorsque le "zéro" du GD n'est pas centré sur celui du PD, la zone "aveugle" de la commande GD (fixée à  $\pm\lambda/2$ ) ne correspond plus à l'horizon de mesure du PD. Pour éviter des commandes GD intempestives, il faut élargir cette zone "aveugle", par exemple à  $\pm\lambda$ , réduisant la rapidité de réponse de la boucle GD.

On voit donc que le choix de la zone "aveugle" du GD est contrainte par la nature de la dispersion, qui varie avec le temps (voir Sec. 1.3 et Chap. 4). Pour remédier à ce problème, la solution la plus simple est d'élargir la zone "aveugle" pour s'assurer qu'elle est au-delà de la frange centrale. C'est ce qui est fait actuellement sur GRAVITY-F/T et c'est aussi ce que nous avons implémenté dans un premier temps. Ainsi, la zone "aveugle" a une largeur de  $2\lambda$ .

Si l'on souhaite maintenir une zone "aveugle" du GD la plus étroite possible pour passer le plus de temps possible sur la frange centrale, il est nécessaire de trouver une solution permettant de faire correspondre cette zone "aveugle" avec la frange centrale.

On peut choisir pour cela une solution numérique. Puisque ce qui importe est d'être dans la frange centrale, définie comme  $|\Phi| \leq \lambda/2$ , le fait de centrer le GD sur 0 n'est pas le critère final. On peut donc choisir de tracker avec GD sur la position à laquelle  $\Phi = 0$ , plutôt que sur  $\Psi = 0$ , et de centrer la zone "aveugle" du GD sur cette nouvelle référence. La difficulté de cette solution repose dans la connaissance de ces positions de référence pour les cinq bases indépendantes. Ces valeurs ne peuvent être véritablement mesurées que lorsque les télescopes sont cophasés par la boucle PD dans la frange centrale et que donc le GD est déjà dans sa zone "aveugle". Il y aurait donc une logique à deux étapes à mettre en place, qui consisterait à d'abord cophaser avec une zone "aveugle" un peu plus large que nécessaire, puis lorsque le PD cophase, estimer la valeur moyenne des GD sur un nombre de trames suffisamment long pour la précision de l'estimation mais court pour s'assurer que le PD cophase durant toute l'estimation. On peut ainsi utiliser ces cinq GD indépendants moyens pour centrer la zone "aveugle" sur ces valeurs, permettant de réduire du même coup son horizon, et pour modifier le vecteur de référence GD de la sorte :

$$\Psi_{\text{ref, tr}} = \begin{pmatrix} \langle \Psi_{12} \rangle_{300DIT} \\ \langle \Psi_{13} \rangle_{300DIT} \\ \langle \Psi_{14} \rangle_{300DIT} \\ \langle \Psi_{15} \rangle_{300DIT} \\ \langle \Psi_{16} \rangle_{300DIT} \\ \Theta_{123} \\ \Theta_{124} \\ \Theta_{125} \\ \Theta_{126} \\ \Theta_{134} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{136} \\ \Theta_{145} \\ \Theta_{146} \\ \Theta_{156} \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

Cette solution est certainement peu robuste et il n'est pas certain qu'elle améliore la stabilité du système plus qu'elle ne la dégrade.

Pour éviter ces complications, on pourrait préférer faire coïncider physiquement le "zéro" du GD avec un "zéro" du PD en utilisant les **LDCs** (décrits en détail dans le Chap. 4). Un calcul (cf. Ann. A.7) permet de montrer que pour le LDC en SF66 installé sur CHARA le "zéro" du GD se superpose à un "zéro" du PD à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  à chaque variation d'épaisseur d'environ  $63 \mu\text{m}$ . Une différence de  $63 \mu\text{m}$  par rapport à l'épaisseur qui minimise la dispersion introduit une différence de GD entre les longueurs d'onde  $1.45$  et  $1.75 \mu\text{m}$  de moins d'un micron. Il est donc théoriquement possible d'utiliser le LDC dans le but de faire coïncider GD et PD. En pratique si on se place dans le cadre d'une observation SPICA-FT + SPICA-VIS, une modification du **MLDC** va également impacter le GD dans la bande visible. Cette fois la modification de  $66 \mu\text{m}$  décale le GD dans le visible d'environ  $10 \mu\text{m}$  et une forte dispersion au sein de la bande, ce qui n'est plus négligeable en terme de perte de contraste. Il faut donc dans le même temps compenser cette modification par une modification du **VLDC**. Cela ne semble pas poser de difficulté technique dans la mesure où les LDC compensent déjà en temps réel l'évolution de la dispersion introduite par le déplacement des **LAR** (cf. 4.3). Il est sans doute optimiste de croire qu'une solution déterministe puisse fonctionner au niveau de précision nécessaire ici, il est donc certainement nécessaire de mesurer la différence de GD pour pouvoir la corriger. La véritable difficulté réside donc à nouveau dans la prise de mesure qui permettrait d'envoyer cette correction, comme expliqué dans le paragraphe précédent. Cependant, l'avantage de cette technique est de ne pas complexifier la logique de commande mais de corriger le problème en amont de la mesure.

## 6.8 Conclusion

SPICA-FT est aujourd'hui encore en cours de commissioning. Cependant, il démontre déjà la force de l'algorithmie de commande développé pour **GRAVITY-FT** puisque celle-ci a pu être adaptée au cophasage de l'interféromètre à six télescopes **CHARA**. Les premiers essais montrent la capacité du cophaseur à réduire les résidus d'**OPD** sur toutes les bases à moins de  $150 \text{ nm rms}$  sur  $38 \text{ s}$ . Mais un tel résidu réduit encore de  $80\%$  la visibilité instrumentale en pose longue à  $0.75 \mu\text{m}$ . L'objectif affiché est d'atteindre  $100 \text{ nm rms}$  sur les objets les plus avantageux, ce qui limiterait cette fois la perte de visibilité instrumentale à  $50\%$ . Ce niveau de correction a déjà été atteint sur certaines bases. SPICA-VIS pourrait ainsi profiter du cophasage de **SPICA-FT** pour augmenter de façon importante son temps d'intégration et donc sa sensibilité.

La caméra C-RED ONE est aujourd'hui utilisée à la fréquence de lecture  $250 \text{ Hz}$ . Cependant, pour tenter de pousser davantage le niveau de la correction sur les objets suffisamment brillants, cette fréquence pourrait être doublée. Aussi, de nombreux paramètres sont encore à optimiser dans la logique de commande de SPICA-FT, tels que le choix des vecteurs références, le calcul et le temps d'intégration de l'estimateur **GD**. J'ai également proposé des améliorations potentielles de la correction à travers la prise en compte de l'évolution temporelle de la dispersion et la coïncidence des "zéros" des **GD** et **PD** pour renforcer la réactivité du **GD**.

## 6.9 Article "SPICA-FT : The new fringe tracker of the CHARA array"

Pour la conférence SPIE 2022 Astronomical Telescopes + Instrumentation, j'ai écrit le papier PANNETIER et al. (2022) décrivant l'architecture de SPICA-FT et les premières performances de cophasage obtenues en Mai 2022. Denis Mourard a présenté à Montréal les résultats obtenus sur SPICA-FT avant Juillet 2022. Je joins ce papier dans les pages suivantes.

# SPICA-FT: The new fringe tracker of the CHARA array

Cyril Pannetier, Philippe Berio, Denis Mourard, Sylvain Rousseau, Fatme Allouche, Julien Dejonghe, Christophe Bailet, Daniel Lecron<sup>a</sup>, Frédéric Cassaing<sup>b</sup>, Jean-Baptiste Le Bouquin, Karine Perraut<sup>c</sup>, John D. Monnier<sup>d</sup>, and Narsireddy Anugu, Theo ten Brummelaar<sup>e</sup>

<sup>a</sup>Laboratoire Lagrange, Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS, Boulevard de l’Observatoire, CS 34229, 06304 Nice Cedex 4, France

<sup>b</sup>ONERA, DOTA, Paris Saclay University, France

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

<sup>d</sup>University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

<sup>e</sup>CHARA Array, Georgia State University, Atlanta, GA 30302, USA

## ABSTRACT

SPICA-FT is part of the CHARA/SPICA instrument which combines a visible 6T fibered instrument (SPICA-VIS) with a H-band 6T fringe sensor. SPICA-FT is a pairwise ABCD integrated optics combiner. The chip is installed in the MIRC-X instrument. The MIRC-X spectrograph could be fed either by the classical 6T fibered combiner or by the SPICA-FT integrated optics combiner. SPICA-FT also integrates a dedicated fringe tracking software, called the opd-controller communicating with the main delay line through a dedicated channel. We present the design of the integrated optics chip, its implementation in MIRC-X and the software architecture of the group-delay and phase-delay control loops. The final integrated optics chip and the software have been fully characterized in the laboratory. First on-sky tests of the integrated optics combiner began in 2020. We continue the on-sky tests of the whole system (combiner + software) in Spring and Summer 2022. We present the main results, and we deduce the preliminary performance of SPICA-FT.

**Keywords:** Interferometry, Fringe tracker

## 1. INTRODUCTION

Unlike VLTI with GRAVITY-FT<sup>1</sup>, the fringe tracker of the 4-beam spectro-interferometer GRAVITY<sup>2</sup>, the CHARA array was not equipped with such an instrument. On VLTI, the need for a fringe-tracker was in particular justified by the scientific objective of GRAVITY to precisely measure the dynamical processes around the central black hole of the Milky Way, Sgr A\*<sup>3</sup>. In the context of the SPICA instrument<sup>4</sup>, we developed the fringe tracker SPICA-FT. It operates simultaneously with SPICA in order to push its sensitivity. Our goal is to stabilize the fringes over 100–200 ms with an accuracy of the order of 100 nm. Even if SPICA-FT was developed for SPICA, it could be used to stabilize fringes for other beam combiners of CHARA. It could be considered as the CHARA fringe tracker.

SPICA-FT is inspired from GRAVITY-FT. It recombines up to 6 telescopes in H band with a pairwise ABCD encoding in an integrated optics (IO) chip. The IO chip is installed in the MIRC-X instrument<sup>5</sup> already in operation at CHARA and should provide a higher sensitivity<sup>6</sup> than the all-in-one optical setup. Such integrated optics have first been proposed for astronomical purpose in 1999<sup>7</sup>. The chip output is placed at the entrance of the MIRC-X spectrograph. SPICA-FT could be operated at several spectral resolution, the lowest spectral resolution (R=22) giving the best sensitivity.

In addition to the optical module, we developed a dedicated fringe tracker software. It is fully integrated in the MIRC-X control software. It is also inspired from the GRAVITY fringe tracker software. It allows Group Delay or Phase Delay tracking. The algorithm follows the formalism presented in Ref. 1. Its architecture has been defined in such a way that it could be used with several beam combiners: SPICA-FT of course but also with the standard MIRC-X combiner or with the MYSTIC combiner<sup>8</sup>.

A first version of the SPICA-FT chip has been installed and tested on sky in 2020. We obtained fringes with 5 telescopes (one telescope was not available at the time). Then we worked on the optimization of the main

functions of the IO Chip and on the development of the fringe tracker software. In May 2022, we tested the final version of the software on sky with the standard MIRC-X combiner. The final IO chip will be installed during Summer of 2022.

In this paper, we present the IO combiner and its performance in section 2, the fringe tracker software in section 3 and the results obtained on sky in May 2022 in section 4.

## 2. BEAM COMBINER

### 2.1 Design and Manufacturing of the IO chip

In October 2017, we consulted at least five different companies for the fabrication of an integrated optics chip able to combine, following the ABCD scheme, 6 beams over the H band. It is a pairwise scheme (Figure 1) leading to 15 baselines and  $15 \times 4 = 60$  outputs. The initial scheme was based on the design proposed by Pierre Labeye in his PhD manuscript.<sup>9</sup> We have defined the following specifications:

- operating wavelength range: 1.5 to 1.8  $\mu\text{m}$ ; 6 inputs, 15 baselines with ABCD encoding,
- single mode waveguides over the H band with a Numerical Aperture (at  $1/e^2$ ) between 0.13 and 0.15,
- Phase shifts  $90^\circ \pm 10^\circ$  over the spectral band,
- Throughput larger than 60% over the H band,
- Contrast level larger than 95% in polarized light,
- Flux balancing between two entrance waveguides with a tolerance of 15%, Flux cross-talk below 0.5%.

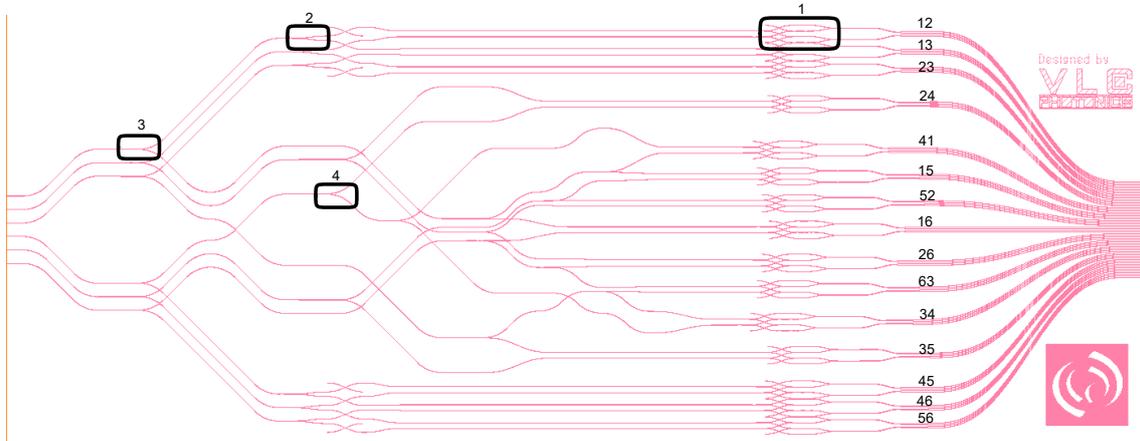


Figure 1: Design (VLC-OCA) of the SPICA-FT IO beam combiner. Each beam is divided in 5 equal parts thanks to a smart succession of 60/40 (3), 50/50 (2), and 66/33 (4) couplers. The 15 possible pairs are combined inside a ABCD circuit (1), sampling the fringes with fixed phase shifts of  $0$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$ , and  $3\pi/2$ . This permits the instantaneous measurements of the phase-delay. Optical paths are equalized to avoid any bias in closure phase measurements.

In December 2017, we started a feasibility study with the VLC Photonics company on the technology of Planar Lighwave Circuit, with 1.8% of difference of refractive index between the core guiding structure and the cladding layers (technology of doped silica). The detailed study was then started in December 2018 and we received our first chips in May 2019. Unfortunately many of these chips were corrupted by large defaults during the manufacturing process (large bubbles and poor polishing of the entrance and exit faces). After analysis, we identified additional unbalances in the 66/33 and in the 50/50 splitter functions. However in terms of transmission (55%) and in terms of phase shift quality the best chip was very close to the specifications.

A second iteration for the manufacturing process was done after a series of meetings with the company and the foundry to improve the cleaning process before the fabrication of our large chips (82x35mm) whereas the foundry was mainly manufacturing a large number of small chips where defaults just lead to rejection of a few percentage of the fabrication. In our case of fabrication of a small number of chips (considering the cost and the size of a wafer) the probability of pollution should be reduced as much as possible. With this in mind, the foundry fabricated a second series of chips where the splitter functions have been redesigned. This second series was of much better quality but we ended with still a poor flux balancing because of a residual default in the 66/33 splitter function. Moreover our characterization demonstrated that the design made by the company was not exempt of internal closure phase. This second generation was tested on sky in January 2020. After new exchanges with the VLC Photonics company, we obtained, with the third generation received in October 2021, excellent results with low internal closure phases, good balancing, and overall a good match with our specifications.

The beams coming from the telescope are injected into the IO beam combiner thanks to optical fibers. We selected polarization maintaining single mode fibers (HB1000 6/125). The fibers were assembled by Leukos company into a silicon V-groove array. Slow polarization axes are guaranteed by Leukos to be perpendicular to the main axis of the front face of the V-groove to within  $\pm 3$  deg. The fibers were then length-matched ( $\pm 0.5$  mm) and connectorized (FC/PC). The V-groove is then glued to the entrance of the IO beam combiner. During the gluing process, we fed the fibers with a source and we measured the flux at the IO beam combiner outputs to check the matching between the fibre core and IO waveguides. When the matching is maximized, the glue is UV polymerized to “freeze” the adjustment.

At the output of the IO beam combiner, we glued a micro lens array (MLA). It has been specified in order to feed the MIRCx spectrograph with beams with the correct f-number. This fused silica MLA was manufactured by Advanced Microoptic Systems GmbH company. It is a 1D-array of refractive positive microlenses with a pitch of 120  $\mu\text{m}$ , a lens diameter of 120  $\mu\text{m}$ , a lens clear aperture of 100  $\mu\text{m}$  and a curvature radius of 130  $\mu\text{m}$ . The MLA thickness is 0.3 mm and it is anti-reflection coated on both sides.

Figure 2 shows a picture of the whole V-groove/chip/MLA inside its mount.

## 2.2 Performance

We used laboratory testbenches to check the main characteristics of all manufactured IO chips. The global transmission has been measured on a dedicated testbench in Grenoble while we developed a 6T fringe tracker testbench in Nice in order to characterize the interferometric properties of the IO chips.

First, we measured the global throughput of all the manufactured assemblies. We found an average throughput at 1.62  $\mu\text{m}$  higher than 55% which is close to our specifications.

To characterize the interferometric properties of the IO chip, we used the P2VM formalism.<sup>10</sup> The P2VM is measured following the procedure described in Lapeyriere et al 2014.<sup>11</sup> The P2VM characterizes the relations of the photometry, the coherence, and the phase between the 6 inputs and the 60 outputs of the IO beam-combiner. The  $\kappa$ \_matrix contains the contribution of each beam to each fringe pattern. It could be extracted from the P2VM. In a perfect case, a fifth of the flux of each beam contributes to each fringe pattern. With our best chip, we found a contribution of  $20 \pm 3\%$  instead of 20% and we measured an averaged cross-talk of  $-0.1 \pm 0.1\%$ . The corresponding  $\kappa$ \_matrix is presented in Table 1.

The P2VM provides also information on the instrumental visibility and on the phase shifts between the ABCD outputs. We found an instrumental visibility (averaged over 15 baselines and over 27 spectral channels between 1.45 and 1.65  $\mu\text{m}$ ) of  $74 \pm 13\%$ . It should be noted that these visibility measurements were done in natural light

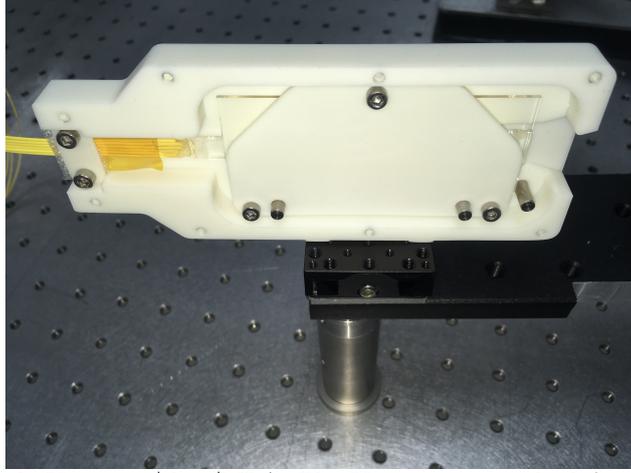


Figure 2: Picture of the whole V-groove/chip/MLA. The V-groove is on the left of the IO beam combiner and the MLA is on the right.

Table 1:  $\kappa$ \_matrix: contribution (in %) of each beam to each fringe pattern

	Beam 1	Beam 2	Beam 3	Beam 4	Beam 5	Beam 6
Base 12	19.3	22.7	0.0	0.2	0.1	0.1
Base 13	22.7	-0.2	17.4	0.1	0.1	0.1
Base 23	-0.1	22.7	23.1	-0.3	0.0	0.0
Base 24	0.0	20.3	-0.3	18.8	-0.3	-0.1
Base 14	17.6	-0.1	-0.2	18.0	-0.3	-0.3
Base 15	18.2	0.0	-0.2	-0.1	16.3	-0.3
Base 25	-0.1	16.0	-0.1	0.0	16.7	-0.1
Base 16	22.5	-0.1	-0.2	-0.3	-0.1	21.1
Base 26	-0.1	19.9	-0.1	-0.4	-0.2	19.2
Base 36	0.0	-0.1	18.4	-0.1	-0.3	16.5
Base 34	0.0	0.0	19.2	16.9	-0.1	-0.2
Base 35	0.0	-0.1	23.2	0.0	21.3	-0.2
Base 45	0.0	0.0	-0.1	25.1	23.1	-0.1
Base 46	0.0	0.0	0.0	22.2	-0.1	27.6
Base 56	0.0	0.0	0.0	0.0	23.7	16.6

and without any compensation of the birefringence of the fibers. This last effect is corrected when the component is installed inside MIRCx. For all baselines and all the wavelengths, the ABCD outputs should be in quadrature (i.e. phase differences around 90 deg). We found phases (averaged over 15 baselines and over 27 spectral channels between 1.45 and 1.65  $\mu\text{m}$ ) of output B, C and D with respect to output A equal to  $84.1 \pm 16.0$  deg,  $181.3 \pm 2.7$  deg and  $264.4 \pm 16.1$  deg respectively. As an example, Figure 3 shows the instrumental contrast and the phase shifts of the BCD outputs versus the A output for the Baseline 26.

### 2.3 Installation in MIRCX

The SPICA-FT IO beam combiner is installed at the entrance of the MIRCx spectrograph. In figure 4, the MIRCx detector is represented on the left, the standard MIRCx beam combiner is on the bottom right. The spectrograph is located between these two modules (dispersive optics wheel and collimator). A removable folding mirror could be used to feed the spectrograph with the SPICA-FT beam combiner (pink module in figure 4). The optical fibers of the IO beam combiner could be connected in the MIRCx injection modules (represented

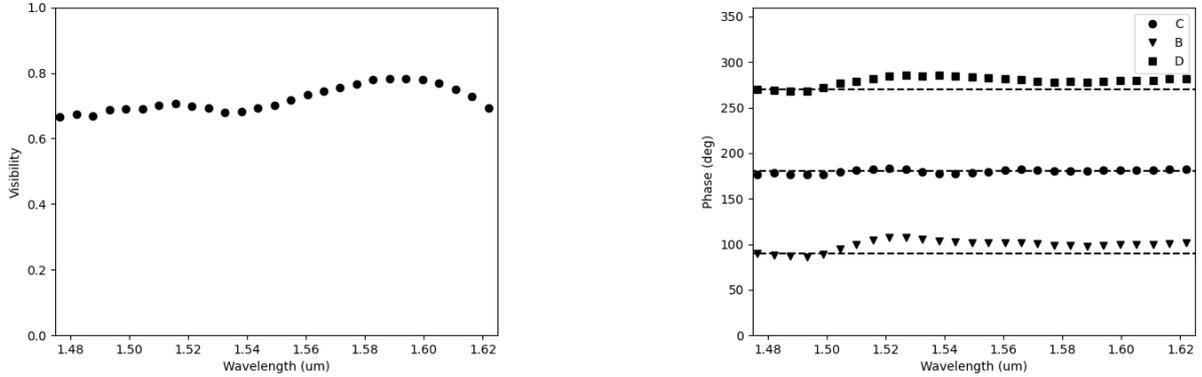


Figure 3: Instrumental Contrast and Phase Shifts for the baseline 16.

on top of figure 4) instead of the optical fibers of the standard MIRCx beam combiner. In the future, we plan to develop a new injection module which will allow to keep the optical fibers of both combiners connected. This will reduce the risks when handling the fibers.

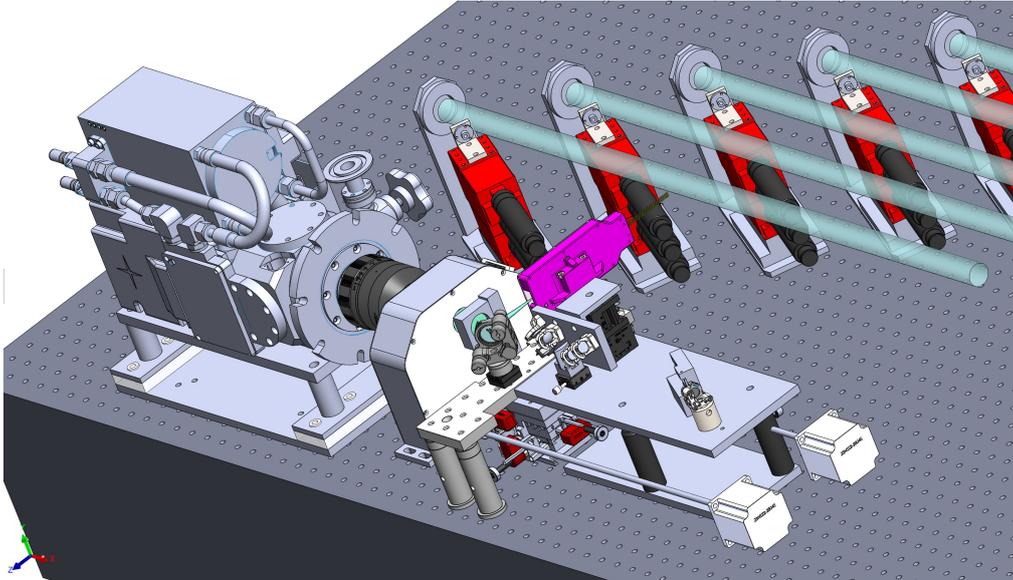


Figure 4: 3D view of the MIRCx focal instrument with the SPICA-FT IO beam combiner (in pink).

### 3. FRINGE TRACKER SOFTWARE

#### 3.1 Software Architecture

The SPICA-FT software follows the CHARA compliant architecture, based on client/server architecture and GNOME ToolKit (GTK) Graphical User Interfaces (GUIs). It runs on the same machine (Linux Xubuntu operating system) than the MIRCx control command Software. The *credone\_control\_server* (MIRCx software) reads frames from the camera and writes them to a shared memory. The *mircx\_server* reads the frames from this shared memory and performs the real-time image processing. It writes the photometry of each beam, the correlated flux of each baseline and the associated errors into another shared memory.

The SPICA-FT software is fed by this last shared memory. For each frame, the first process, called *phase\_sensor*, reads the shared memory and computes the Phase Delay (PD), the Group Delay (GD), the PD

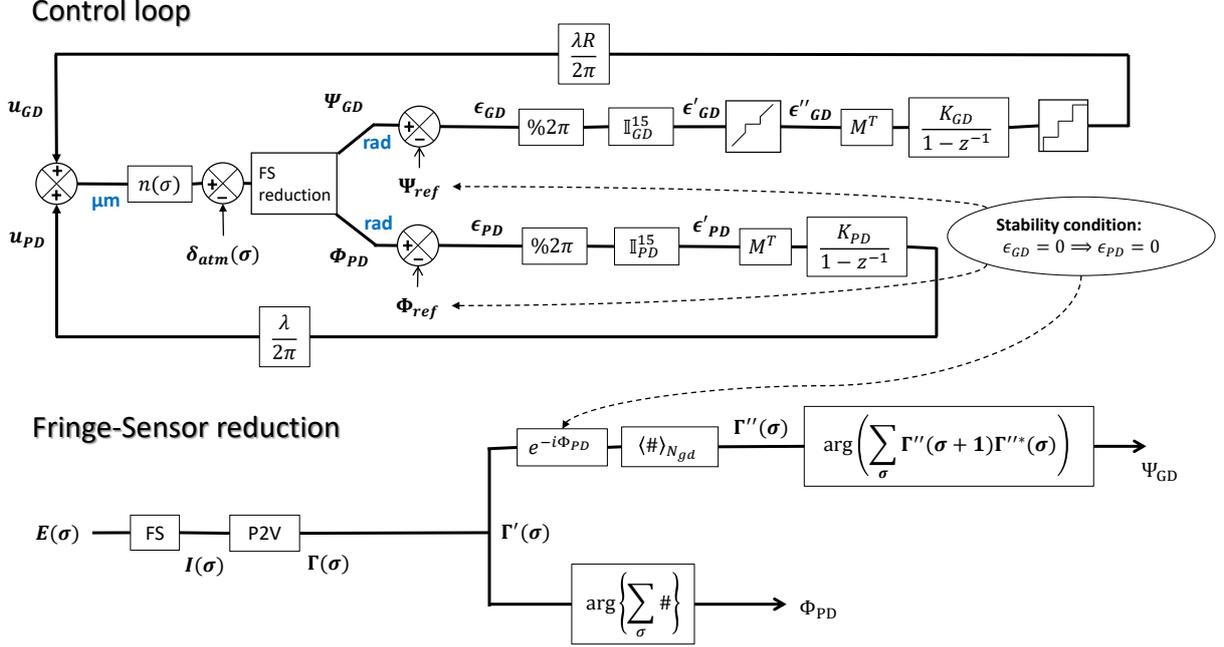


Figure 5: Block-diagram of the SPICA-FT TRACK state. For clarity, we don't show the closure phase computation that feed the reference vectors  $\Phi_{ref}$  and  $\Psi_{ref}$ .

SNR and the closure phases. Then these computed quantities are sent to the second process, called *opd\_controller*, which handles the fringe tracker state machine and computes the commands to be sent to the CHARA delay lines. The *opd\_controller* follows the algorithm described in next subsection.

### 3.2 Algorithm

The algorithm of SPICA-FT is mainly an adaptation of GRAVITY's algorithm presented in Lacour et al 2019.<sup>1</sup> It is fed with the 15 complex coherent flux  $\Gamma_{ij}$  of baselines  $ij$  and the 6 photometries  $F_i$  of telescopes  $i$  estimated by the fringe sensor. It comes either from the standard MIRC-X combiner, the pairwise IO combiner of SPICA-FT, or MYSTIC combiner. These coherent flux enable the computation of several observables necessary for the generation of the control commands  $u_i$  sent to the delay lines: the 15 phase-delays  $\Phi = (\Phi_{ij})$  and group-delays  $\Psi = (\Psi_{ij})$ , the 20 closure phases  $\Theta = (\Theta_{ijk})$  and an estimation of the variance of the phase-delay estimator ( $Var(\Phi_{ij})$ ), derived from the SNR ( $\Gamma_{ij}$ ), for  $(i, j, k) \in \llbracket 1, 6 \rrbracket^3$  and  $i < j < k$ .

### 3.3 Computation of the observables

As shown on the bottom part of the block-diagram in figure 5, PD and GD estimators are computed with different temporal frequencies. The phase-delays at time  $n$  are computed using only the last (coherent) flux of all spectral channels,

$$\Phi_{ij}^n = \arg \left( \sum_{\lambda}^{N_{\lambda}} \Gamma_{ij,\lambda}^n \right), \quad (1)$$

artificially reconstructing a white fringe from all spectral channels of the spectrograph. On the other hand, the group-delays are computed using the averaged coherent flux of each spectral channel on the  $N_{gd}$  last frames corrected from the instantaneous phase-delays

$$\Gamma_{ij,\lambda}^{\prime\prime n} = \langle \Gamma_{ij,\lambda}^n \exp(-i\Phi_{ij}^n) \rangle_{N_{gd}} \quad (2)$$

and computing the phase difference of these averaged phasors between all neighbouring spectral channels:

$$\Psi_{ij}^n = \arg \left( \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda-1} \Gamma_{ij,\lambda+1}''^n \Gamma_{ij,\lambda}''^{n*} \right). \quad (3)$$

$\Psi_{ij}^n$  is not exactly the group-delays but only the phase differences proportional to the physical group-delays **GD** with the relation

$$\mathbf{GD} = \frac{\bar{\lambda}R}{2\pi} \cdot \Psi, \quad (4)$$

when expressed in microns, where  $R$  and  $\bar{\lambda}$  account for the spectral resolution and the mean wavelength of the instrument. From this, we see that the physical group-delays are defined modulo  $\bar{\lambda}R$ , i.e. a horizon  $R$  times wider than the phase-delays which are defined, in microns, modulo  $\bar{\lambda}$ . The number of frames used for computing the group-delays must both increase enough the low SNR of the instantaneous group-delay estimator and remain shorter than the temporal scale of the drift of the fringe packet it compensates for. According to Lawson et al 2000,<sup>12</sup> the GD estimator is expected to be 20 times noisier than PD estimator, suggesting an optimal averaging length  $N_{gd} = 20$  which corresponds to 80 ms at the fastest frame rate.

The closure phases of  $\Phi$  and  $\Psi$ , expected to be independent from atmosphere, are computed on a longer temporal scale (typically  $N_{cp} = 300$  frames) to maximise their SNR and because they are expected to vary more slowly than **GD** and **PD** over time:

$$\Theta_{ijk}^{PD} = \arg \left( \left\langle \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda} \Gamma'_{ij,\lambda} \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda} \Gamma'_{jk,\lambda} \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda} \Gamma_{ik,\lambda}''^* \right\rangle_{N_{cp}} \right) \quad (5)$$

and

$$\Theta_{ijk}^{GD} = \arg \left( \left\langle \Gamma_{ij}^{(3)} \Gamma_{jk}^{(3)} \Gamma_{ik}^{(3)*} \right\rangle_{N_{cp}} \right) \quad (6)$$

where

$$\Gamma_{ij}^{(3)} = \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda-1} \Gamma_{ij,\lambda+1}'' \Gamma_{ij,\lambda}''^*. \quad (7)$$

An additional estimator at the heart of the SPICA-FT controller is the PD variance estimator. It is necessary for the controller in order to perform weighted least-square minimization of the PD and GD estimators and for its state-machine. So far we tried two computations for the PD variance, the first one following the definition of Equation 14 of Lacour et al 2019<sup>1</sup> and the second following the expression:

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\sum_{\lambda} \text{Var}(\Re\{\Gamma_\lambda\}) + \text{Var}(\Im\{\Gamma_\lambda\})}{2 \sum_{\lambda} \langle |\Gamma_\lambda|^2 \rangle_{5DIT}} \quad (8)$$

which is more robust to PD jitters and thus seems better suited to fringe detection as we will see in Section. 4.

### 3.4 Computation of the commands

The SPICA-FT fringe-tracking algorithm is based on the switch between two main states, TRACK and RELOCK. The latter is triggered each time flux is lost on one of the available telescopes. At the beginning of each observation, a specific third state, named SCAN, is triggered with the role of scanning the OPDs of all baselines to set the SNR thresholds parameters and find the fringes. This state-machine is schematized in figure 6.

During the permanent regime, TRACK and RELOCK controls are generated at each time  $n$  such that the commands sent to the delay lines are

$$\mathbf{u}^n = \mathbf{u}_{TRACK}^n + \mathbf{u}_{RELOCK}^n \quad (9)$$

where both  $\mathbf{u}_{TRACK}^n$  and  $\mathbf{u}_{RELOCK}^n$  are null when respectively no telescopes and all telescopes are cophased and both are non-null when only a subset of telescopes are cophased.

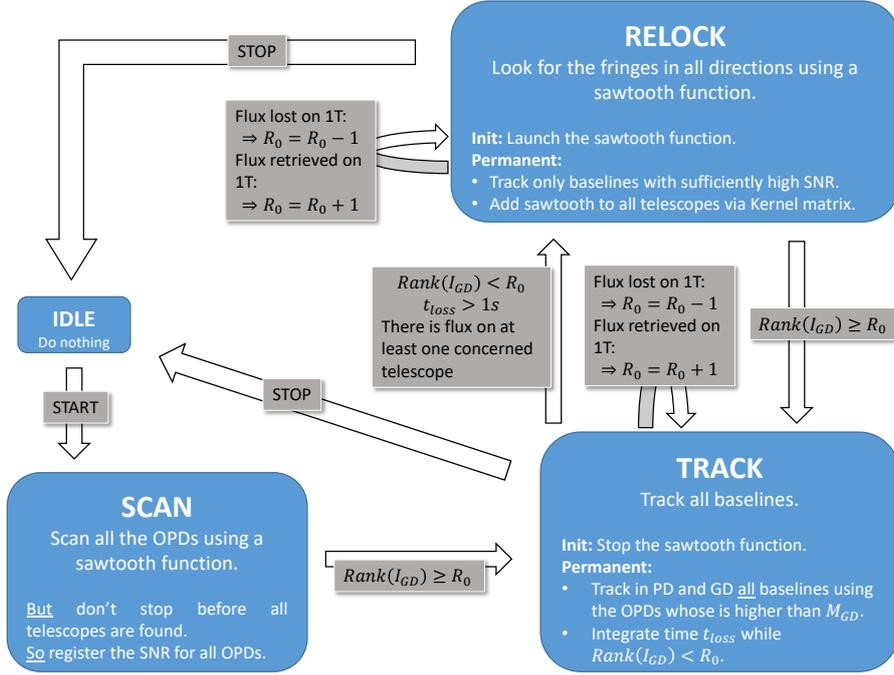


Figure 6: State-machine of SPICA-FT.

### 3.4.1 The TRACK state

The control logic of the TRACK state is drawn as the upper block-diagram of figure 5. Since it is an adaptation to six telescopes of the GRAVITY fringe-tracking algorithm already explained in details in Lacour et al 2019,<sup>1</sup> we focus here only on the implementations that differ from the article or that are of particular interest.

The definition of the reference vectors  $\Phi_{ref}$  and  $\Psi_{ref}$  is not straightforward. The role of these vectors is to handle the closure phases due to the instrument or to the astrophysical target. The closure phases make the measured OPDs inconsistent with pure atmospheric pistons. If we don't subtract it *a priori*, they will thus spread over all OPDs when processing the least-square minimisation at the next step and the final projection into piston-space will be incorrect. For six telescopes, there are 20 closure phases of which 10 are independent. The correction is done by choosing 10 independent closure phases  $\Theta_{ijk}$  and, for each one, subtracting it to the PD and GD estimators of one of its baselines. A simple way to choose 10 independent closure phases is to take all those which involve the same telescope. The reference vectors play thus this role of subtraction on the suitable baselines, using the slowly evolving estimated closure phases. To be robust to cases where some telescopes are not available, making impossible the measurement of the closure phases it belongs to, we defined six reference vectors

$$\mathbf{\Phi}_{\text{ref}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{123} \\ \Theta_{124} \\ \Theta_{125} \\ \Theta_{126} \\ \Theta_{134} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{136} \\ \Theta_{145} \\ \Theta_{146} \\ \Theta_{156} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ -\Theta_{123} \\ -\Theta_{124} \\ -\Theta_{125} \\ -\Theta_{126} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{234} \\ \Theta_{235} \\ \Theta_{236} \\ \Theta_{245} \\ \Theta_{246} \\ \Theta_{256} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{123} \\ 0 \\ -\Theta_{134} \\ -\Theta_{135} \\ -\Theta_{136} \\ 0 \\ -\Theta_{234} \\ -\Theta_{235} \\ -\Theta_{236} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{345} \\ \Theta_{346} \\ \Theta_{356} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{124} \\ \Theta_{134} \\ 0 \\ -\Theta_{145} \\ -\Theta_{146} \\ \Theta_{234} \\ 0 \\ -\Theta_{245} \\ -\Theta_{246} \\ 0 \\ -\Theta_{345} \\ -\Theta_{346} \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{456} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{125} \\ \Theta_{135} \\ \Theta_{145} \\ 0 \\ -\Theta_{156} \\ \Theta_{235} \\ \Theta_{245} \\ 0 \\ -\Theta_{256} \\ \Theta_{345} \\ 0 \\ -\Theta_{356} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \Theta_{126} \\ \Theta_{136} \\ \Theta_{146} \\ 0 \\ \Theta_{156} \\ \Theta_{236} \\ \Theta_{246} \\ 0 \\ 0 \\ \Theta_{346} \\ \Theta_{356} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

suitable to the situations where respectively each of the telescope 1, 2, 3, 4, 5 and 6 is cophased with the array. The GD reference vector  $\mathbf{\Psi}_{\text{ref}}$  follows the same definition.

The PD and GD errors  $\epsilon_{PD}$  and  $\epsilon_{GD}$ , compatible with piston-space projection, are finally obtained from the difference between the  $\mathbf{\Phi}$  and  $\mathbf{\Psi}$  estimators and their respective reference vectors  $\mathbf{\Phi}_{\text{ref}}$  and  $\mathbf{\Psi}_{\text{ref}}$ .

From the values of PD variances of all baselines provided by the first stage of the fringe-tracker, we compute the matrices  $\mathbb{I}_{PD}^{15}$  and  $\mathbb{I}_{GD}^{15}$  which play the roles of:

- estimating, by a weighted least-square minimization, 15 new  $\epsilon'_{PD}$  and  $\epsilon'_{GD}$  from the 15 PD and GD errors computed by the first stage of the fringe-tracker: the baselines whose SNR is lower than  $\text{SNR}_{GD}$  are not taken into account whereas the others are basically weighted by their SNR.  $\text{SNR}_{GD}$  is set by the operator or determined by the state SCAN at the beginning of the observation.
- filtrating the PD commands on pistons for which the variance is estimated lower than a given threshold, meaning this command would have no physical origin.

Then the GD errors go through an extra step that nulls the errors whose absolute value is lower than a given threshold, currently fixed to  $\lambda$ , to prevent the two controls PD (that, because of its wrapping over  $2\pi$ , corrects only absolute errors lower than  $\lambda/2$ ) and GD to send twice the same command to the delay lines. These errors are then projected into piston-space thanks to the pseudo-inverse of the matrix of projection from piston to OPDs:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & -1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & -1 & -1 \end{pmatrix}^T \quad (11)$$

to get the pistons errors

$$\epsilon_{p,PD} = \mathbf{M}^\dagger \cdot \epsilon'_{PD} \quad (12)$$

and

$$\epsilon_{p,GD} = \mathbf{M}^\dagger \cdot \epsilon''_{GD} \quad (13)$$

Finally, at each time  $n$ , the controllers PD and GD are integrated following the classical PI controller equations

$$\mathbf{u}_{PD}^n = \mathbf{u}_{PD}^{n-1} + K_{PD} \cdot \epsilon_{p,PD}^n \quad (14)$$

and

$$\mathbf{u}_{GD}^n = \mathbf{u}_{GD}^{n-1} + K_{GD} \cdot \epsilon_{p,GD}^n \quad (15)$$

before the GD control go again through an extra step that converts the piston commands into an integer number of the mean wavelength  $\bar{\lambda}$  of the fringe-sensor to prevent from blurring the fringes.

Thus, the total command from the TRACK state is:

$$\mathbf{u}_{TRACK}^n = \mathbf{u}_{GD}^n + \mathbf{u}_{PD}^n \quad (16)$$

### 3.4.2 The RELOCK state

The fringe-tracker enters the RELOCK state when the SNR on all baselines involving a given telescope are below the threshold  $\text{SNR}_{GD}$ , leading to the reduction of the rank of the matrix  $\mathbb{I}_{GD}^{15}$  by as much unities as lost telescopes, and remains below the threshold during at least one second. An additional condition for triggering the RELOCK state is that flux is present on the lost telescopes, to avoid looking for unavailable telescopes. This state is of a major importance on SPICA-FT which is a fiber-fed spectro-interferometer. Injection losses can occurs often, all the more so as there are six fibers to feed with six different adaptive optic systems with their own weaknesses.

It is worth mentioning that during the RELOCK state, the GD and PD control loops keep generating  $\mathbf{u}_{TRACK}$  commands for cophasing as much telescopes as possible. When it starts, the RELOCK state launches a *sawtooth* function that will be used to generate additional commands on the telescopes. The RELOCK command sent to all telescopes is computed as follows:

$$\mathbf{u}_{RELOCK}^n = \mathbb{K}^{6,n} \cdot \mathbf{v}^T \cdot u_{saw}^n \quad (17)$$

where the multiplication of the vector velocities  $\mathbf{v}^T$  by the matrix

$$\mathbb{K}^{6,n} = \mathbf{I}^6 - \mathbb{I}_{GD}^{6,n} \quad (18)$$

with  $\mathbb{I}_{GD}^{6,n} = \mathbf{M} \cdot \mathbb{I}_{GD}^{15,n} \cdot \mathbf{M}^T$ , works such that:

- the components of the vector  $\mathbf{v}$  of lost telescopes remains unchanged,
- the components of the vector  $\mathbf{v}$  corresponding to telescopes belonging to a same cophased group are added up together.

Doing so, the cophased telescopes are not disturbed by the RELOCK command while the lost telescopes are scanning. However, this implementation works only with specific velocity vectors  $\mathbf{v}$  non redundant in a sense that for any subset of cophased telescopes, the addition of its components never equals the computed velocity of another subset (one or more) of the complementary telescopes. This is achieved with the vector

$$\mathbf{v} = (-8.25 \quad -7.25 \quad -4.25 \quad 1.75 \quad 3.75 \quad 8.75)^T \quad (19)$$

except for one very specific situation: when at the same time the telescopes 1, 3 and 4 are cophased together while the telescopes 2, 5 and 6 are also cophased together. If this occurs, we only need to change the sign of the velocity of one of the two groups to keep searching.

The *sawtooth* function triggered at the beginning of RELOCK state is designed to scan around zero, alternating in both directions with a little overlap at each change, while gradually moving away faster and faster. Its behaviour is visible on figure 5 of Lacour et al 2019.<sup>1</sup>

### 3.4.3 The SCAN state

The SCAN state is specific to the beginning of an observation. After the delay lines are set up to the positions where the coherence of the telescopes are expected according to the coordinates of the star and of the stellar interferometer, they receive new commands

$$\mathbf{u}_{SCAN} = \mathbf{v}_0 \cdot u_{saw}, \quad (20)$$

where  $u_{saw}$  is the same *sawtooth* function than for RELOCK state and

$$\mathbf{v}_0 = (0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5)^T \quad (21)$$

is a velocity vector chosen to scan all telescopes except the reference one (here the first one) around the start positions while recording the minimal SNR, corresponding to the absence of fringes, and maximal SNR, corresponding to the center of the fringe packet. The positions where the null GD is found between the reference telescope and the five others is also recorded in order to send the telescopes to these positions at the end of the SCAN state.

For each baseline, the records of the minimal and maximal SNRs enable to set the PD and GD thresholds  $\text{SNR}_{PD}$  and  $\text{SNR}_{GD}$ , two parameters of high importance for the RELOCK and TRACK states. These thresholds can differ from one baseline to another since the visibilities depend on the baselength and the injection conditions can be very different depending on the telescope.

## 4. RESULTS ON SKY

### 4.1 Phase-tracking performance

On figure 7, we show a  $\sim 38.5$  seconds sequence of phase-tracking with four telescopes (E1, S1, S2, W1) that occurred during our last commissioning run in May 2022. The tracked star is HD186155, a star of magnitude  $m_H \simeq 4.2$  and diameter  $\phi_H \simeq 0.58$  mas. The visibility of the star is between 0.4 and 0.6 at  $1.6 \mu\text{m}$  for all involved baselines but the shortest one S1S2 which barely resolves it. During this sequence, SPICA-FT reached PD residuals below 200 nm rms on the baselines of the triangle E1S2W1 and 250 nm rms on the other baselines. The GD estimator remains around 0 with standard-deviation of about 400 nm for the triangle E1S2W1 and 800 nm on the three other baselines. The PD estimator of non-tracked baselines are all showing PD estimator rms between 420 and 460 nm.

### 4.2 Limitations and expected improvements

#### 4.2.1 Fringe jumps

Although the phase-delay residuals were low, we experienced during the fringe-tracking more fringe jumps that we expect for. This is illustrated on figure 8 with a zoom on the phase-tracking sequence already shown in figure 7. Their frequency compared to the dispersion evolution time scale is too high to be explained by the normal functioning of the GD loop. Fringe jumps can occur when the OPD moves of more than a wavelength, either very quickly compared to the PD loop latency or during a loss of flux that prevents the PD loop to see the shift. But the observing conditions were sufficiently good to put aside this explanation, at least considering such a high frequency of fringe jump events.

We thus looked more precisely at the behaviour of the GD reference vector, appearing at the bottom of figure 8, which give the targets on all baselines for the GD control loop and we saw that it is far noisier than the PD reference vector. As a consequence, the implementation that we chose, putting the component of the reference vector to zero as soon as its SNR is too low, implies a lot of resets to zero which could explain such an instability for the GD control loop. The plan now is to test a phase-tracking either without GD reference vector or with a different implementation of it.

We believe though that a smarter implementation of the GD reference vector will lead to a substantial reduction of the fringe jumps frequency.

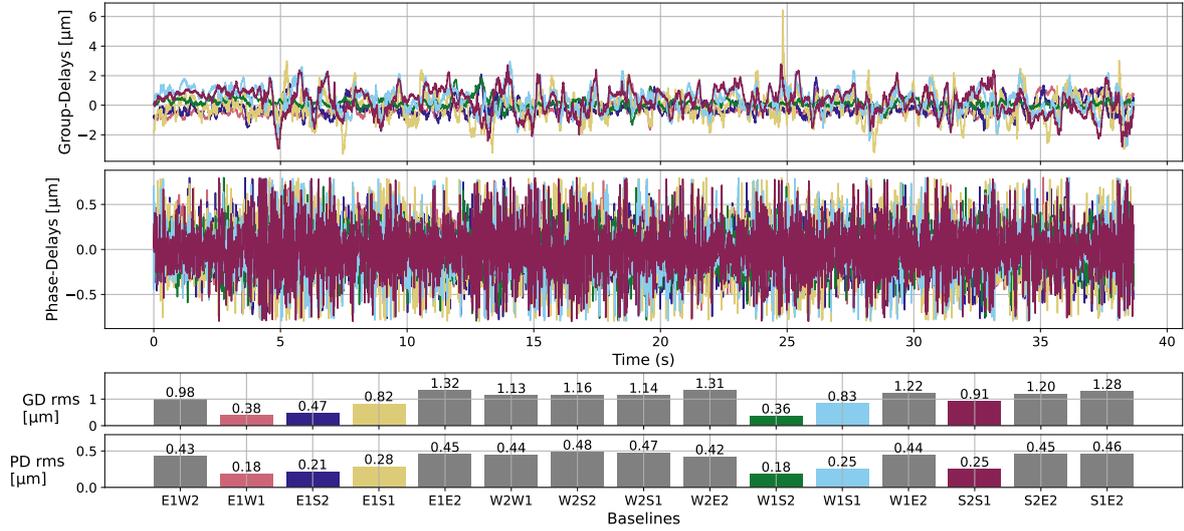


Figure 7: Phase-tracking with E1S1S2W1 on the star HD186155, magnitude 4 and diameter  $\phi_H \simeq 0.58$  mas leading to  $|V_H| \simeq 0.4$  on the longest baseline E1S1.

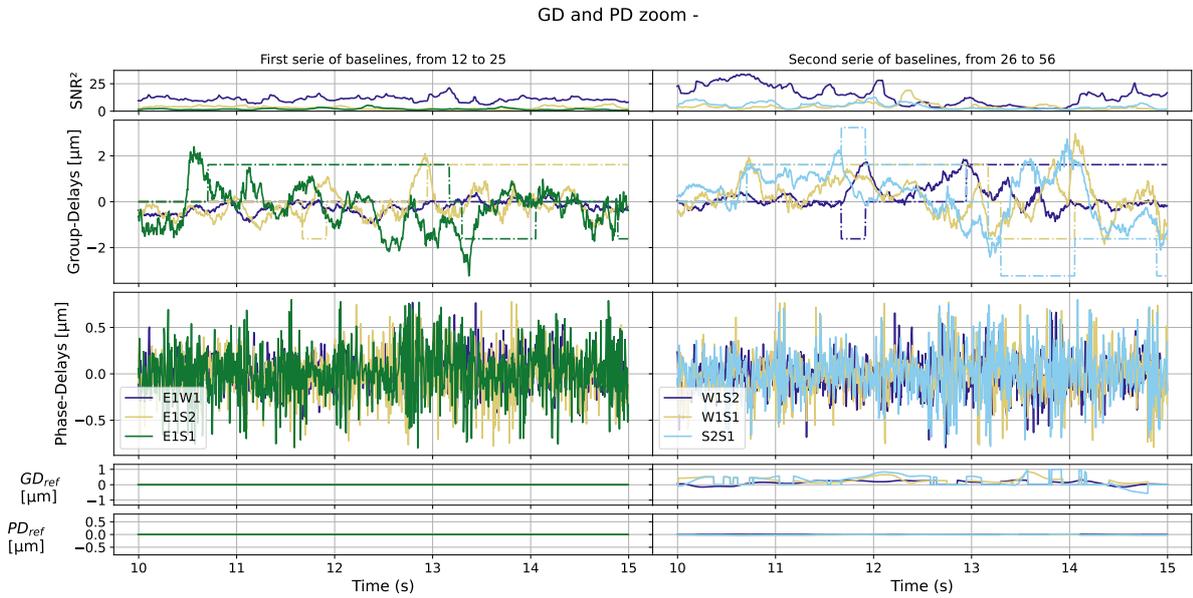
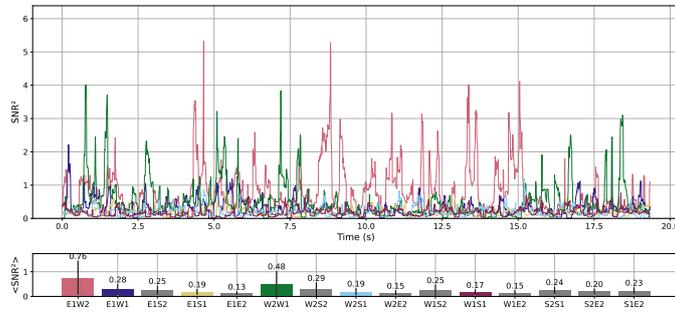


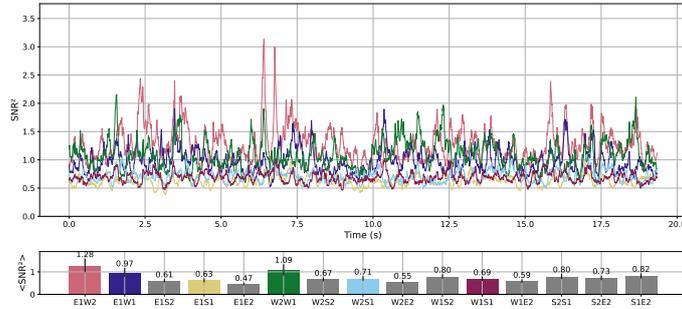
Figure 8: Zoom on the phase-tracking sequence with E1S1S2W1.

#### 4.2.2 SNR estimation and fringe detection

Another source of improvement of SPICA-FT will be on the estimation and usage of the SNR of the measurements. We already defined in section 3.3 the two ways of computing the SNR of the PD estimator. figure 9 shows the difference of behaviour of these two estimators during a sequence when MIRC-X is group-tracking only on the telescopes E1, W1 and W2. We plot on these figures the curves concerning also the telescope S1 for comparison with the tracked baselines. The fact that MIRC-X is only group-tracking implies that the fringes are still moving a lot. But we were monitoring during the sequence recording that the fringes were always present. The integration time was 20 ms, longer than the atmospheric coherence time at this moment ( $\sim 10$  ms). The estimator relying on the coherent integration often reaches very high values, which is a signal for the presence of fringes. However, it also falls down very often to values corresponding to the absence of fringes. The error bars in the bar diagram show that the rms value of this estimator is very high, making it poorly reliable to detect jittering fringes. Shortening the integration time to 8 ms didn't show improvement in this regard. On the other side, the estimator summing up the modules of coherent flux shows lower values in presence of fringes but also a lower standard deviation, which as a whole seem to make it more suitable for detecting jittering fringes. For this reason, we will keep this estimator for the moment.



(a) Squared SNR of phase-delay estimator averaged over 40 frames, using Equation 14 of Lacour et al 2019.<sup>1</sup>



(b) Squared SNR of phase-delay estimator averaged over 40 frames, using Equation 8.

Figure 9: Comparison between the estimation of squared SNR relying on the integration of coherent fluxes over 5 DIT and the one relying on the incoherent addition of coherent flux modules tried during the commissioning of May 2022. During the computation, MIRC-X was group-tracking the telescopes E1, W1 and W2.

On figure 9b, we also see that the estimation of the SNR on the non-tracked baselines, where there is no fringe, can be rather different from a baseline to another (0.47 on E1E2 and 0.82 on S1E2). This suggests that defining one threshold per baseline will improve the state-machine of SPICA-FT.

## 5. CONCLUSION

We report on the first on-sky tests of the SPICA-FT fringe tracker installed at the CHARA array. During an observing run in May 2022, we stabilized the fringes of 4 telescopes with an OPD residuals around 200nm during several minutes on several stars with magnitude between 4 and 4.5 in H band.

We identify several limitations in the fringe tracker software that could be easily overcome in the near future. We would like to reduce substantially the fringe jumps and reach OPD residuals of 100 nm with 6 telescopes. In addition to the software improvements, we plan to install our IO beam combiner at the entrance of the MIRCx spectrograph. Before this installation, we will develop a new fiber injection module which will allow to switch easily between the MIRCx and SPICA-FT fibers.

We think SPICA-FT (IO beam combiner + Software) will be ready by the end of 2022. In the next 6 months, we will derive its full performance in terms of sensitivity and OPD residuals.

## REFERENCES

- [1] Lacour, S., Dembet, R., Abuter, R., Fédou, P., Perrin, G., Choquet, É., Pfuhl, O., Eisenhauer, F., Woillez, J., Cassaing, F., Wiegand, E., Ott, T., Wiezorrek, E., Tristram, K. R. W., Wolff, B., Ramírez, A., Haubois, X., Perraut, K., Straubmeier, C., Brandner, W., and Amorim, A., “The GRAVITY fringe tracker,” **624**, A99 (Apr. 2019).
- [2] GRAVITY Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., Amorim, A., Anugu, N., Ávila, G., Azouaoui, N., Benisty, M., Berger, J. P., Blind, N., Bonnet, H., Bourget, P., Brandner, W., Brast, R., Buron, A., Burtscher, L., Cassaing, F., Chapron, F., Choquet, É., Clénet, Y., Collin, C., Coudé du Foresto, V., de Wit, W., de Zeeuw, P. T., Deen, C., Delplancke-Ströbele, F., Dembet, R., Derie, F., Dexter, J., Duvert, G., Ebert, M., Eckart, A., Eisenhauer, F., Esselborn, M., Fédou, P., Finger, G., Garcia, P., Garcia Dabo, C. E., Garcia Lopez, R., Gendron, E., Genzel, R., Gillessen, S., Gontte, F., Gordo, P., Grould, M., Grözinger, U., Guieu, S., Haguenaer, P., Hans, O., Haubois, X., Haug, M., Haussmann, F., Henning, T., Hippler, S., Horrobin, M., Huber, A., Hubert, Z., Hubin, N., Hummel, C. A., Jakob, G., Janssen, A., Jochum, L., Jocu, L., Kaufer, A., Kellner, S., Kendrew, S., Kern, L., Kervella, P., Kiekebusch, M., Klein, R., Kok, Y., Kolb, J., Kulas, M., Lacour, S., Lapeyrère, V., Lazareff, B., Le Bouquin, J.-B., Léna, P., Lenzen, R., Lévêque, S., Lippa, M., Magnard, Y., Mehrgan, L., Mellein, M., Mérand, A., Moreno-Ventas, J., Moulin, T., Müller, E., Müller, F., Neumann, U., Oberti, S., Ott, T., Pallanca, L., Panduro, J., Pasquini, L., Paumard, T., Percheron, I., Perraut, K., Perrin, G., Pflüger, A., Pfuhl, O., Phan Duc, T., Plewa, P. M., Popovic, D., Rabien, S., Ramírez, A., Ramos, J., Rau, C., Riquelme, M., Rohloff, R.-R., Rousset, G., Sanchez-Bermudez, J., Scheithauer, S., Schöller, M., Schuhler, N., Spyromilio, J., Straubmeier, C., Sturm, E., Suarez, M., Tristram, K. R. W., Ventura, N., Vincent, F., Waisberg, I., Wank, I., Weber, J., Wiegand, E., Wiest, M., Wiezorrek, E., Wittkowski, M., Woillez, J., Wolff, B., Yazici, S., Ziegler, D., and Zins, G., “First light for GRAVITY: Phase referencing optical interferometry for the Very Large Telescope Interferometer,” *Astronomy & Astrophysics* **602**, A94 (June 2017).
- [3] Collaboration, G., Abuter, R., Amorim, A., Anugu, N., Bauböck, M., Benisty, M., Berger, J. P., Blind, N., Bonnet, H., Brandner, W., Buron, A., Collin, C., Chapron, F., Clénet, Y., Foresto, V. C. d., de Zeeuw, P. T., Deen, C., Delplancke-Ströbele, F., Dembet, R., Dexter, J., Duvert, G., Eckart, A., Eisenhauer, F., Finger, G., Schreiber, N. M. F., Fédou, P., Garcia, P., Lopez, R. G., Gao, F., Gendron, E., Genzel, R., Gillessen, S., Gordo, P., Habibi, M., Haubois, X., Haug, M., Haußmann, F., Henning, T., Hippler, S., Horrobin, M., Hubert, Z., Hubin, N., Rosales, A. J., Jochum, L., Jocu, L., Kaufer, A., Kellner, S., Kendrew, S., Kervella, P., Kok, Y., Kulas, M., Lacour, S., Lapeyrère, V., Lazareff, B., Bouquin, J.-B. L., Léna, P., Lippa, M., Lenzen, R., Mérand, A., Müller, E., Neumann, U., Ott, T., Palanca, L., Paumard, T., Pasquini, L., Perraut, K., Perrin, G., Pfuhl, O., Plewa, P. M., Rabien, S., Ramírez, A., Ramos, J., Rau, C., Rodríguez-Coira, G., Rohloff, R.-R., Rousset, G., Sanchez-Bermudez, J., Scheithauer, S., Schöller, M., Schuler, N., Spyromilio, J., Straub, O., Straubmeier, C., Sturm, E., Tacconi, L. J., Tristram, K. R. W., Vincent, F., von Fellenberg, S., Wank, I., Waisberg, I., Widmann, F., Wiegand, E., Wiest, M., Wiezorrek, E., Woillez, J., Yazici, S., Ziegler, D., and Zins, G., “Detection of the gravitational redshift in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole,” *Astronomy & Astrophysics* **615**, L15 (July 2018). arXiv: 1807.09409.

- [4] Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Clause, J.-M., Creevey, O., Martinod, M.-A., Meilland, A., Millour, F., and Nardetto, N., “SPICA, Stellar Parameters and Images with a Cophased Array: a 6T visible combiner for the CHARA array,” *Journal of the Optical Society of America A* **34**, A37 (May 2017).
- [5] Anugu, N., Le Bouquin, J.-B., Monnier, J. D., Kraus, S., Setterholm, B. R., Labdon, A., Davies, C. L., Lanthermann, C., Gardner, T., Ennis, J., Johnson, K. J. C., Ten Brummelaar, T., Schaefer, G., and Sturmman, J., “MIRC-X: A Highly Sensitive Six-telescope Interferometric Imager at the CHARA Array,” **160**, 158 (Oct. 2020).
- [6] Minardi, S., Lacour, S., Berger, J.-P., Labadie, L., Thomson, R. R., Haniff, C., and Ireland, M., “Beam combination schemes and technologies for the Planet Formation Imager,” in [*Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*], Malbet, F., Creech-Eakman, M. J., and Tuthill, P. G., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9907**, 99071N (Aug. 2016). eprint: 1608.00586.
- [7] Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., Berger, J. P., Rousselet-Perraut, K., and Benech, P., “Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications,” **138**, 135–145 (July 1999).
- [8] Monnier, J. D., Le Bouquin, J.-B., Anugu, N., Kraus, S., Setterholm, B. R., Ennis, J., Lanthermann, C., Jocou, L., and ten Brummelaar, T., “MYSTIC: Michigan Young STar Imager at CHARA,” in [*Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*], Creech-Eakman, M. J., Tuthill, P. G., and Mérand, A., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10701**, 1070122 (July 2018).
- [9] Labeye, P., *Composants optiques int egr es pour l’interférométrie astronomique*, PhD thesis (2008). Thèse de doctorat dirigée par Broquin, Jean-Emmanuel Optique et radiofréquence Grenoble INPG 2008.
- [10] Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., Duvert, G., Acke, B., Hernandez Utrera, O., Hofmann, K. H., Kraus, S., Malbet, F., Mège, P., Petrov, R. G., Vannier, M., Zins, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Dugué, M., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyr o, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Weigelt, G., Accardo, M., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Bl ocker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clause, J. M., Colin, J., Connot, C., Delboulb e, A., Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Kamm, D., Kiekebusch, M., Le Contel, D., Le Contel, J. M., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Marconi, A., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Monin, J. L., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud, F., Richichi, A., Robini, A., Sacchettini, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stee, P., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Testi, L., Vakili, F., von der L uhe, O., Valtier, J. C., and Ventura, N., “Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration,” **464**, 29–42 (Mar. 2007).
- [11] Lapeyrere, V., Kervella, P., Lacour, S., Azouaoui, N., Garcia-Dabo, C. E., Perrin, G., Eisenhauer, F., Perraut, K., Straubmeier, C., Amorim, A., and Brandner, W., “GRAVITY data reduction software,” in [*Optical and Infrared Interferometry IV*], Rajagopal, J. K., Creech-Eakman, M. J., and Malbet, F., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **9146**, 91462D (July 2014).
- [12] Lawson, P. R., Colavita, M. M., Dumont, P. J., and Lane, B. F., “Least-squares estimation and group delay in astrometric interferometers,” 397 (July 2000).

## Chapitre 7

# Recombinaison d'un interféromètre à $N$ télescopes en vue de son cophasage

Lors de la définition du FS de SPICA-FT, la question s'est posée de mesurer les 15 OPD disponibles ou seulement une partie d'entre elles. En théorie, la mesure de  $N - 1$  OPD suffit pour cophaser  $N$  télescopes, du moment que ces OPD sont indépendantes. Ainsi, on maximise l'énergie utilisée pour la mesure de chaque OPD et donc la sensibilité du FS, définie comme la magnitude limite à laquelle une mesure est toujours possible. Mais le diable est dans les détails. Dans le régime de bruit de photons, dans le cas où la mesure des OPD est de même précision sur toutes les bases, comme c'est le cas sur un objet non résolu pour un FS ayant séparé le flux de chaque télescope du même rapport  $k$ , l'estimation des cinq pistons à partir de 15 bases ou de seulement 5 bases a le même Signal-to-Noise Ratio (SNR) final. En effet, bien que la division du flux diminue le RSB sur la mesure de chaque OPD de  $\sqrt{k}$ , l'usage de la mesure des  $k$  bases pour estimer le piston du télescope en question augmente à son tour le RSB sur la mesure du piston de ce même rapport  $\sqrt{k}$ . Ainsi, les RSB sur la mesure finale du piston de chaque télescope sont égaux quelle que soit la division du flux, tant que la source est suffisamment peu résolue et que la répartition des flux entre les mesures est équilibrée. La sensibilité du FS est donc diminuée, puisque pour qu'il y ait une mesure initiale, il faut des photons, mais sa précision de mesure est sauvegardée. Le choix a été fait pour SPICA-FT de mesurer les 15 OPD disponibles, soit trois fois plus que le minimum nécessaire. C'est également le cas de GRAVITY-FT, qui utilise les six OPD mesurables entre les quatre télescopes qu'il cophase et qui divise donc par deux le nombre de photons utilisés sur chaque base. Il est assez intuitif qu'augmenter le nombre de mesures d'OPD minimise l'impact que la dégradation d'une mesure peut avoir sur la mesure finale des pistons. Le choix de SPICA-FT et GRAVITY-FT privilégie donc la robustesse du cophasage à sa sensibilité. Un choix différent a été fait par les concepteurs de CHAMP (MONNIER et al., 2006) pour cohérencer CHARA en ne mesurant que les OPD de chacun avec deux voisins, soit six OPD. Mais cet instrument n'a jamais pu fonctionner de manière nominale, l'une des raisons évoquées par les concepteurs étant justement la mesure de trop peu d'OPD.

Si l'architecture des FS de SPICA-FT et GRAVITY-FT est certainement un bon compromis entre sensibilité, précision et robustesse du cophasage, ce choix ne peut pas être généralisable aux futurs interféromètres stellaires sans considération de l'augmentation du nombre de télescopes et de l'allongement prévisible des bases.  $N$  télescopes forment  $N(N - 1)/2$  bases, le flux utilisé sur chaque base est donc diminué du facteur  $N/2$  par rapport à l'utilisation du nombre minimale des bases  $N - 1$ . C'est donc une perte de sensibilité de presque une magnitude pour un interféromètre à 6 télescopes et presque 2 pour les 10 télescopes de MROI. Au-delà de la sensibilité, des contraintes opto-mécaniques donnent aussi l'avantage à la minimisation du nombre de recombinaisons puisque la généralisation à plus de six télescopes des FS actuels les plus courants, soit les recombineurs linéaire plan focal (AIO) de type SPICA-VIS et les recombineurs co-axiaux par paire (PW) de type SPICA-FT est difficilement envisageable pour la mesure de toutes les OPD. De ce point de vue, la contrainte principale du premier est surtout associée à l'augmentation rapide de l'encombrement sur le détecteur dans un mode de

recombinaison linéaire, obligeant à imaginer d'autres modes de recombinaison 2D (IRELAND et al., 2018 ; MOURARD et al., 2014). La contrainte du second est essentiellement due à la multiplication des séparateurs et l'allongement des guides d'onde dans le PIC, qui n'est pas sans perte en transmission, sans parler de l'encombrement d'un éventuel recombineur PW à 10 télescopes en optique de volume.

L'objectif de l'étude qui va suivre est donc d'explorer de manière très concrète l'impact du choix de la recombinaison interférométrique sur les performances du cophasage. Pour cela, j'ai développé le simulateur *cophaSIM* présenté en détail en Chap. 5. Cet outil a dès le départ été pensé pour permettre des simulations de cophasage sur une grande diversité d'interféromètres et de sources stellaires au moyen de n'importe quel FS et logique de commande.

Pour réaliser cette étude, j'ai défini une nomenclature et des critères de performance que je présenterai dans la Sec. 7.1. J'ai appliqué mon étude au cas de l'architecture actuelle de CHARA, m'amenant à valider dans la Sec. 7.2 le choix fait pour le FS de SPICA-FT. Je m'intéresse pour finir au cophasage d'interféromètre stellaires à 7 et 10 télescopes. Je comparerai donc en Sec. 7.3 les performances de différentes recombinaisons dans le cadre de la configuration d'un potentiel CHARA à sept télescopes (GIES et al., 2019) et de deux configurations à dix télescopes de MROI CREECH-EAKMAN et al., 2018 avant de discuter de ces résultats dans la Sec. 7.4.

## 7.1 Cadre de l'étude

### 7.1.1 Nomenclature

La Fig. 7.1 affiche les quatre configurations d'interféromètres stellaires sur lesquelles je vais comparer les performances de différents recombineurs. Les bases sur lesquelles une mesure d'OPD est faite sont tracées en rouge. Je fais référence à la configuration actuelle de CHARA (Fig. 7.1a) par l'acronyme CHARA-6T. La configuration de CHARA à 7 télescopes représentée en Fig. 7.1b est issue de l'article de Gies et al (GIES et al., 2019) où les différentes stations de positionnement du futur télescope mobile sont représentées. Cette configuration est la seule du réseau dit "intérieur" du futur interféromètre CHARA étendu, qui permettrait donc d'utiliser de manière optimale toutes les bases formées entre les six télescopes actuels et le télescope mobile sans hétérogénéité trop importante dans les visibilitées mesurées de l'objet. Je fais référence à cet interféromètre par l'acronyme CHARA-7T. Enfin, je mentionne la configuration hétérogène de MROI (Fig. 7.1c) par l'acronyme MROI-H et la configuration optimale pour la *bootstrapping* (Fig. 7.1d) par l'acronyme MROI-B. Ainsi sur cette figure, toutes les OPD sont mesurées pour cophaser CHARA-6T et CHARA-7T tandis qu'une partie seulement l'est pour MROI. Un trait relié à un télescope est d'autant plus épais que ce télescope envoie de flux à son voisin. Cela permet de donner une information sur le déséquilibre photométrique présent pour la mesure.

Tous les recombineurs étudiés ici sont de type PW, ils sont donc notés PW. Je n'intègre pas l'AIO à cette étude pour me focaliser sur la problématique de la redondance des mesures. Ensuite, le premier chiffre (A) indique le nombre de télescope cophasés, le second (B) le nombre d'OPD mesurées et le troisième (C) le nombre de clôtures indépendantes mesurées. Si plusieurs configurations coïncident en A, B et C, une lettre ou un chiffre est ajouté pour les différencier. Ainsi, en suivant cette nomenclature, SPICA-FT est du type PW6-15-10 et CHAMP correspond à la configuration PW6-6-0 tandis que le Infrared Coherencing Nearest Neighbor (ICONN) (JURGENSON et al., 2008) est de type PW10-9-0.

### 7.1.2 Définition des critères de performance du suiveur de franges

L'objectif principal du FT est de fournir des résidus de phase aussi faibles que possible pour permettre à l'instrument scientifique de maintenir une visibilité instrumentale (VI) élevée pour l'instrument scientifique observant avec un temps d'intégration long. Le premier critère de performance du FT est donc directement relié à cet objectif. Il est courant, comme dans les cas de GRAVITY-FT et SPICA-FT décrits précédemment, que cet instrument observe dans une bande spectrale différente de celle du FT. En lien avec le contexte SPICA, j'ai choisi de comparer les performances des FS au regard de la visibilité instrumentale obtenue dans le visible, à 0.75  $\mu\text{m}$ , grâce à un cophasage à 1.6  $\mu\text{m}$  au bout d'une intégration de 10 s, contraste calculé en moyenne sur toutes les bases de l'interféromètre :

$$VI_{\lambda} = \frac{1}{N_b} \sum_{ib=1}^{N_b} VI_{\lambda,ib} \quad (7.1)$$

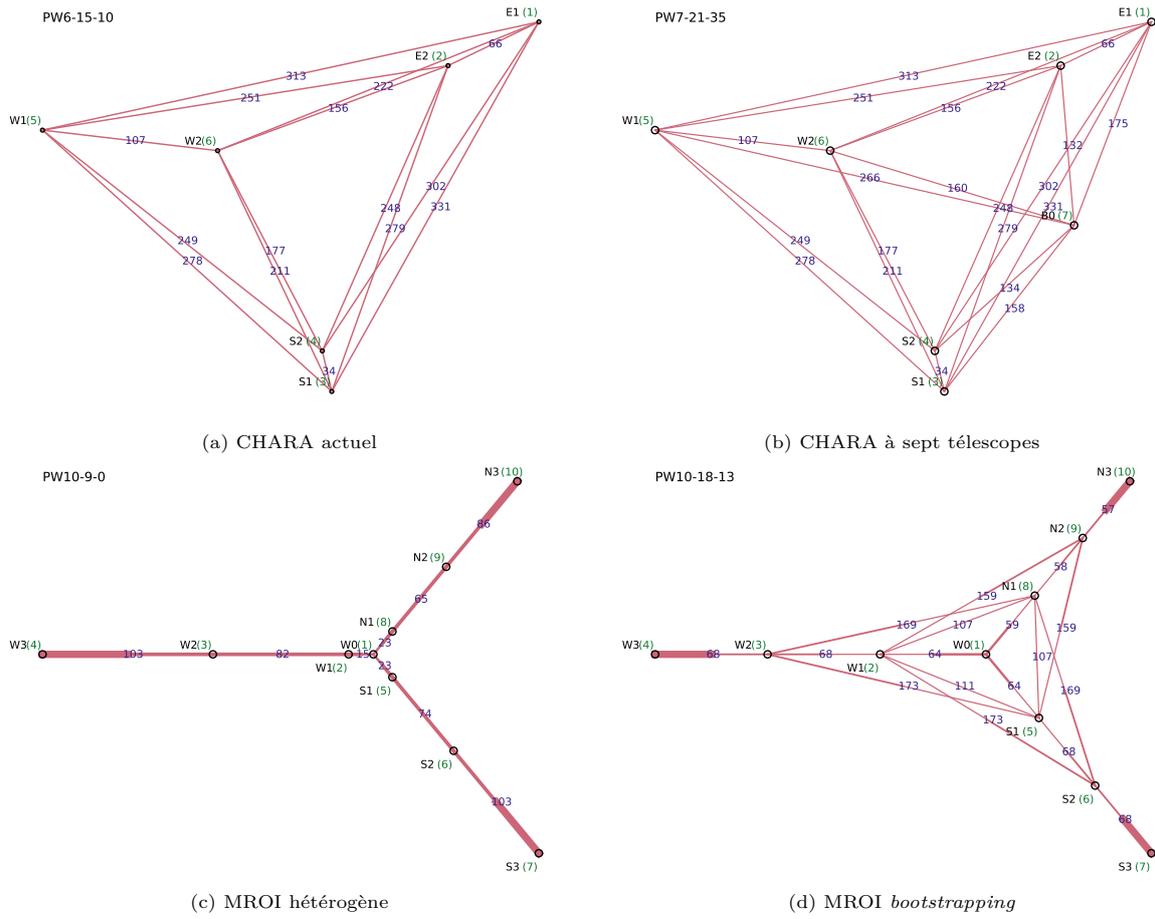


FIGURE 7.1 – Les quatre interféromètres de l'étude, avec la recombinaison de tout ou parties de leurs bases. Un trait relié à un télescope est d'autant plus épais que ce télescope envoie de flux à son voisin.

avec  $N_b$  le nombre de bases de l'interféromètre et  $VI_{\lambda,ib}$  la visibilité instrumentale obtenue à la longueur d'onde  $\lambda$  sur la base  $ib$  pour un temps de pose de 10 s :

$$VI_{\lambda,ib} = \frac{1}{N_{10s}} \left| \sum_{it=1}^{N_{10s}} \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} \Delta_{it,ib}\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta_{it,ib}}{L_c}\right) \right| \quad (7.2)$$

où  $\Delta_{it,ib}$  est l'OPD sur la base  $ib$  au temps  $it$  et  $N_{10s}$  est le nombre de trames au bout duquel 10 s se sont écoulées. Ce critère donne les performances globales du FS lorsqu'il parvient à cophaser toutes les bases. Il inclut l'ensemble des sources de perte de contraste : résidu de cophasage et sauts de franges. Cependant, j'ai souhaité isoler également la dépendance des sauts de franges au FS utilisé. En plus de ce critère de performance globale, j'ai donc un second critère que je considère être en partie représentatif de la robustesse du FT aux instabilités responsables de sauts de franges. Il s'agit de la **Fréquence de Sauts de Franges (FSF)**, définie comme suit :

$$\text{FSF} = \frac{1}{N_b} \sum_{ib=1}^{N_b} \text{FSF}_{ib} \quad (7.3)$$

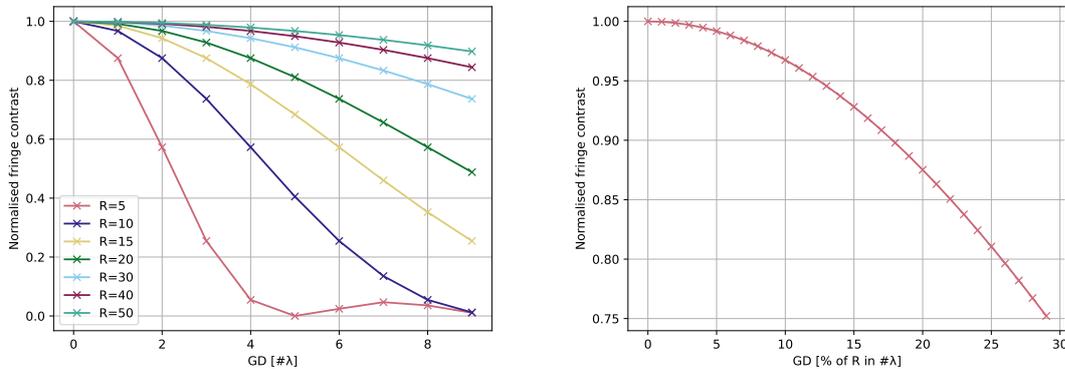
$$\text{FSF} = \frac{N_{1s}}{N_t - 1} \sum_{it=1}^{N_t-1} (|\Delta_{ib,it+1} - \Delta_{ib,it}| > \lambda_{tr}/2) \quad (7.4)$$

$N_t$  étant le nombre total de trames utilisé pour la simulation.

A mesure que la brillance de l'étoile diminue, le **FT** devient de moins en moins capable de cophaser l'ensemble des bases de l'interféromètre. Le critère de contraste de frange moyen en pose longue n'est donc plus adapté. Pourtant, le **FT** joue aussi le rôle important de maintenir en cohérence les télescopes pour permettre à l'**instrument scientifique (SI)** de récolter des données interférométriques *a minima* en pose courte. Il est alors intéressant de quantifier cette capacité au regard des différents **FS**. Je définis un critère qui quantifie la période d'observation pendant laquelle le suiveur de frange maintient la cohérence aussi élevée que possible, c'est-à-dire l'enveloppe de cohérence au centre du détecteur. En exprimant le **GD** en nombre de longueurs d'onde plutôt qu'en micromètres,  $\Delta_{\#}$ , nous pouvons réécrire l'équation 1.42 en fonction de la résolution spectrale du **SI** :

$$VI_{SI}(\Delta_{\#}) \simeq |\text{sinc}(\Delta_{\#}/R)| \quad (7.5)$$

Je trace en Fig. 7.2 le résultat de l'équation 7.5 en fonction de  $\Delta_{\#}$  pour différentes résolutions spectrales et la même chose en exprimant le  $\Delta_{\#}$  en pourcentage de la résolution spectrale. Jusqu'à présent, peu de spectro-interféromètres observent à des résolutions spectrales inférieures à 20, bien que ce soit le cas de **PAVO** sur **CHARA**. La Fig. 7.2b montre que la limite à 5% de perte de contraste est atteinte pour  $\Psi_{\#} \simeq 0.13R$  ce qui correspond, pour la résolution spectrale  $R = 20$  à  $\Psi_{\#} \simeq 2.6\lambda$ .



(a) Exprimé en nombre de longueurs d'onde et en fonction de la résolution spectrale de l'instrument. (b) Exprimé en pourcentage de la résolution spectrale.

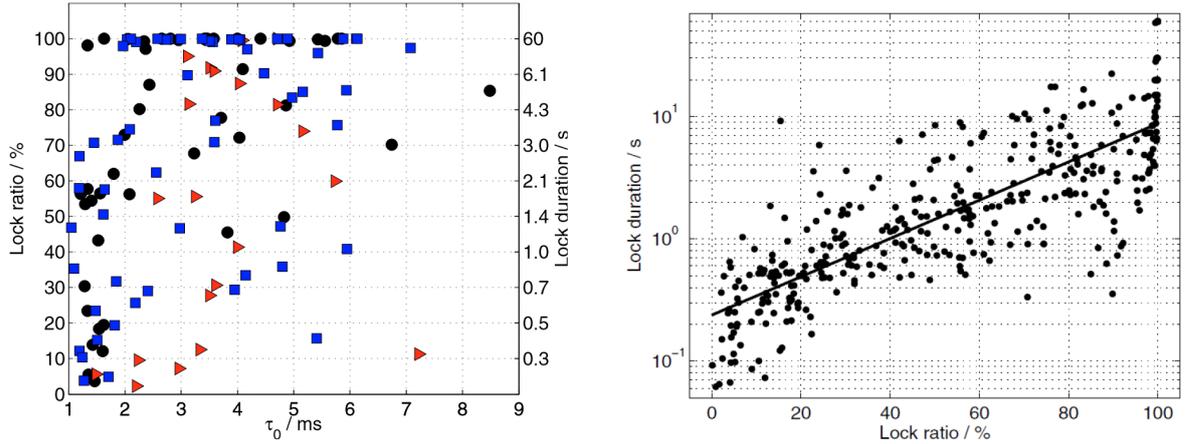
FIGURE 7.2 – Evolution du contraste des franges instantanées avec le GD.

En revanche, la résolution spectrale  $R = 20$  de **PAVO** est un cas très particulier et **SPICA-VIS** a une résolution spectrale de 150. Je préfère donc pour ce critère utiliser la longueur d'onde du **FT** comme référence plutôt que celle du **SI**. Ainsi, j'estime dans mon étude qu'une base est cohérencée lorsque la différence de marche absolue est inférieure à  $3\lambda_{FT}$  où  $\lambda_{FT}$  est la longueur d'onde du **FT**. En effet en appliquant ce critère au cas de **SPICA-FT** qui suivra les franges pour **SPICA-VIS**, dont la longueur d'onde moyenne est deux fois plus courte mais la résolution spectrale plus de six fois plus élevée, maintenir un GD absolu inférieur à  $3\lambda_{FT}$ , assure une visibilité instrumentale instantanée supérieure à 95% pour **SPICA-FT** et quasi-unitaire pour **SPICA-VIS**. Cela me permet de quantifier la fraction du temps et des bases que le **FT** parvient à cohérencer en fonction de la magnitude. J'appelle ce critère **Lock Ratio** et je le note  $\eta$  :

$$\eta = \frac{1}{N_b} \sum_{ib=1}^{N_b} \eta_{ib} \quad (7.6)$$

$$\eta_{ib} = \frac{1}{N_t} \sum_{it=1}^{N_t} (|\Delta_{ib,it}| < 3\lambda_{FT}) \quad (7.7)$$

C'est un critère très proche de celui utilisé sous ce même nom par Sahlmann et al (SAHLMANN et al., 2009) pour refléter l'"efficacité d'observation" permise par le prototype de suiveur de frange PRIMA du VLTI en 2009 (figures 7.3a). Le *lock ratio* de Sahlmann est en effet la fraction de temps que le suiveur de frange passe dans l'état TRACK.



(a) *Lock Ratio* en fonction du temps de cohérence  $\tau_0$  de l'atmosphère. Trois fourchettes de magnitudes sont distinguées par les cercles noirs ( $m_K < 4$ ), les carrés bleus ( $4 < m_K < 7$ ) et les triangles rouges ( $7 < m_K$ ). L'échelle des *lock duration* est calculée en utilisant la régression linéaire de la Fig. 7.3b.

(b) *Lock duration* vs *lock ratio*.

FIGURE 7.3 – Utilisation des critères *lock ratio* et *lock duration* par Sahlmann et al pour quantifier les performances de PRIMA. Crédit : Sahlmann et al 2009 (SAHLMANN et al., 2009).

En conclusion, j'ai comparé les performances des suiveurs de frange étudiés au regard de deux caractéristiques, la précision et l'efficacité, reflétées par trois critères de performance complémentaires :

1. La performance nominale de cophasage du FT est quantifiée par la VI de l'instrument scientifique en pose longue (10 s), calculée à  $\lambda_{SI}$  et pour  $R_{SI}$  et moyennée sur toutes les bases de l'interféromètre (Eq. 7.1).
2. La capacité du FT à cohérencer l'interféromètre est quantifiée par le **Lock Ratio** ( $\eta$ ), définie comme la fraction de temps pendant laquelle le suiveur de franges est fonctionnel, c'est-à-dire celle pendant laquelle la valeur absolue du GD est inférieure à  $3\lambda_{FT}$ .
3. La **Fréquence de Sauts de Franges** (FSF) définie comme le nombre de sauts de franges par seconde, qui donne une information sur la robustesse du cophasage.

Chacun de ces critères peut être utilisé pour une étude individuelle de chaque base ou télescope, par exemple pour étudier leur résilience dans des architectures d'interféromètre données. Cependant, il est impossible de rentrer dans ce niveau de détail pour une étude générale impliquant de nombreux recombineurs et interféromètres. Je resterai donc à haut niveau, ce qui permet déjà de faire ressortir des tendances entre les différents recombineurs. De plus, je définis la magnitude limite de cohérence par le suiveur de frange comme celle à laquelle  $VI = 0.8 \max(VI)$ .

### 7.1.3 Conditions de simulations utilisées pour l'étude

L'étude qui suit est réalisée avec l'algorithmie de **SPICA-FT** dont tous les paramètres seront identiques à l'exception des seuils  $S_{GD}$  et  $S_{PD}$  qu'il est nécessaire d'adapter pour chaque régime de **RSB**. Les valeurs de bruit de lecture (RON) et de bruit d'amplification (ENF) sont tirées de LANTHERMANN et al. (2019) qui a étudié en détail la caméra C-RED ONE de **SPICA-FT**, une caméra infrarouge à amplifications d'électrons proche du régime de comptage de photons. La manière de définir les seuils est proche de celle utilisée dans la réalité avec **SPICA-FT**, avec les avantages qu'offre le fait d'être en simulation. Le FT calcule d'abord le **RSB** pour toutes les bases parfaitement cophasées pendant 200 DIT puis la même chose en introduisant une différence d'OPD égale au double de la longueur de cohérence de l'instrument. Il calcule ensuite la moyenne et l'écart-type de ces deux jeux de mesure. Les moyennes définissent le **RSB** maximal  $RSB_{max}$  attendu lorsque la base est cophasée et le **RSB** hors cohérence  $RSB_{fg}$ ,  $fg$  étant l'acronyme de *foreground*. Les écart-types respectifs sont notés  $\sigma_{coph}$  et  $\sigma_{fg}$ . Le seuil  $S_{GD}$  de chaque base est alors défini comme suit :

$$S_{GD} = \max\{1.5, RSB_{fg} + 0.3 \times (RSB_{max} - RSB_{fg}), RSB_{fg} + 5 * \sigma_{fg}\} \quad (7.8)$$

Le Tab. 7.1 rassemble le reste des paramètres. Le seuil  $S_{PD}$  est défini à partir du  $S_{GD}$  le plus faible :  $S_{PD} = \min\{S_{GD}\}/1.5$ .

TABLE 7.1 – Paramètres de la boucle d’asservissement durant l’étude.

Paramètres généraux					
Temps simulation		DIT	Fréquence du FT		Retard du FT
10s		2 ms	500 Hz		2 DIT
Paramètres FS					
RON	ENF	QE	Résolution spectrale	Bande spectrale	Transmission des PIC
0.5	1.5	0.7	22	1.45 - 1.75 $\mu\text{m}$	90 %
Paramètres FT					
$K_{GD}$	$K_{PD}$	$N_{gd}$	$N_{cp}$	$S_{GD}$	$S_{PD}$
0.04	0.7	40 DIT	300 DIT	1.5	$S_{GD}/1.5$
Paramètres perturbations atmosphériques					
$r_0$		$\tau_0$	$L_0$	Pertes d’injection	
6 cm		2 ms	25 m	$\sigma_{flux} \simeq 30\%$	

Le Tab. 7.2 rassemble les efficacités optiques utilisées pour la simulation. Les chiffres portant sur CHARA sont issus de MOURARD et al. (2017) tandis que les estimations de transmission pour MROI sont faites à partir de l’hypothèse (optimiste) de 98% de réflexion sur les 13 miroirs rencontrés par les faisceaux depuis le télescope jusqu’à l’entrée des instruments (CREECH-EAKMAN et al., 2018).

TABLE 7.2 – Paramètres d’efficacité optique des interféromètres CHARA et MROI utilisés dans la simulation.

Interféromètre	Obstruction centrale	Diamètre télescopes	Transmission train optique	Couplage fibre
CHARA	20%	1 m	10%	65%
MROI	5%	1.4 m	77%	75%

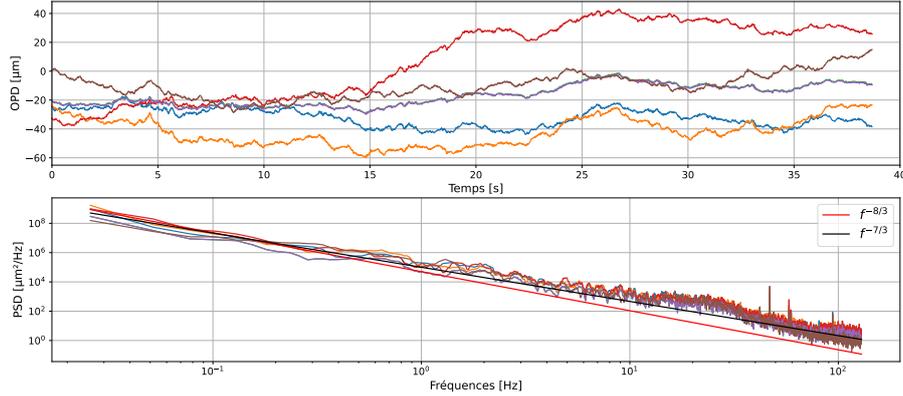
J’ai introduit le modèle de la perturbation atmosphérique sur le déplacement des franges à la Sec. 1.3.3. Le commissioning de SPICA-FT m’a permis d’observer des perturbations atmosphériques réelles dont j’affiche en Fig. 7.4a un échantillon. Il s’agit des commandes en piston que SPICA-FT a envoyé sur les cinq lignes à retard autres que W2, statique. On voit dans la DSP de ces séquences un léger rebond entre les fréquences 20 et 30 Hz, c’est-à-dire aux alentours de la fréquence de coupure du suiveur de frange. J’ai tracé par-dessus ces DSP deux fonctions proportionnelles à  $f^{-8/3}$ , l’évolution prédite par les modèles présentés en Sec. 1.3.3, et  $f^{-7/3}$  qui suit mieux les DSP réelles.

Pour l’étude ci-après, j’ai cherché à générer des perturbations atmosphériques représentatives des conditions atmosphériques du site CHARA. Pour cela j’ai d’abord défini trois types de conditions atmosphériques "bad", "med" et "good" (Tab. 7.3) correspondant respectivement au 20<sup>ème</sup>, 50<sup>ème</sup> et 80<sup>ème</sup> centiles des conditions et caractérisées par leur paramètre de Fried  $r_0$  et temps de cohérence  $\tau_0$  qui déterminent la vitesse moyenne  $\bar{v}$  du vent sur le ligne de visée par l’Eq. 1.19. Les valeurs de l’écart-type des OPD  $\sigma_{\Delta}$  et de la grande échelle  $L_0$  ainsi que la forme du spectre de la DSP des OPD ont été choisies pour obtenir des séquences temporelles les plus proches possibles des séquences réelles. En particulier, contrairement aux perturbations théoriques présentées en introduction, la DSP de mes perturbations suit deux régimes fréquentiels séparés par la fréquence  $f_1 = \bar{v}/L_0$  où  $L_0$  a été fixé à 300 m :

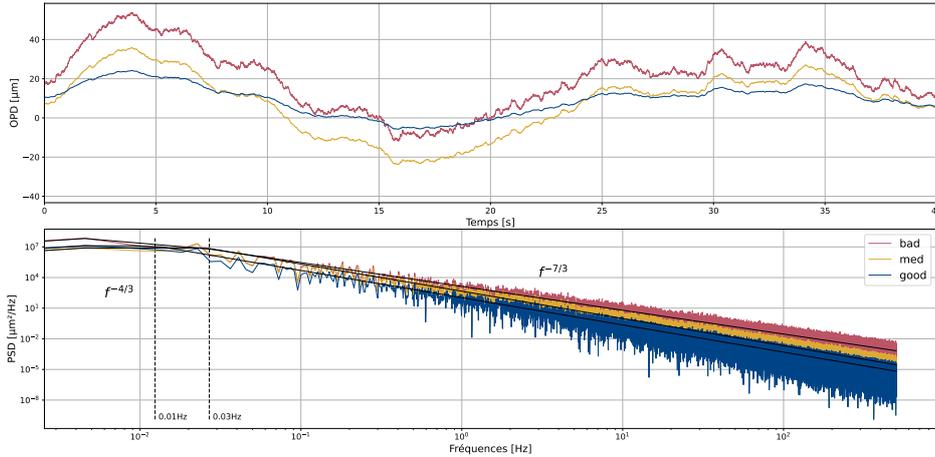
$$S_{atm} \propto \begin{cases} f^{-4/3} & \text{si } f < f_1 \\ f^{-7/3} & \text{si } f > f_1 \end{cases} \quad (7.9)$$

TABLE 7.3 – Conditions atmosphériques sur le site de CHARA

Condition	$r_0$ cm	$\tau_0$ ms	$L_0$ m	$\bar{v}$ m/s	$\sigma_\Delta$ $\mu\text{m}$	Centile
bad	6	2.3	300	8	21	20 <sup>ème</sup>
med	10	4	300	7.8	13	50 <sup>ème</sup>
good	12	10	300	3.7	10	80 <sup>ème</sup>



(a) Perturbations atmosphériques mesurées avec SPICA-FT lors de conditions moyennes. Cette mesure est partiellement altéré par la fonction de transfert de la boucle fermée.



(b) Perturbations simulées dans 3 types de conditions atmosphériques.

FIGURE 7.4 – Perturbations atmosphériques mesurées et simulées sur CHARA.

Un dernier paramètre en jeu est la visibilité de l'objet sur lequel le cophasage est réalisé. Le degré complexe de cohérence mutuelle en fonction du diamètre angulaire sur les 15 bases de CHARA-6T est donné en Fig. 7.5. À partir de ces degrés de cohérence, j'ai choisi trois diamètres angulaires typiques d'objets sur lesquels le suivi de frange est effectué, ces cas étant attendus dans le programme SPICA. En plus du cas d'un objet non résolu, cela me permet d'avoir quatre conditions de visibilité bien distinctes pour CHARA-6T. Afin de les quantifier, je rassemble dans le Tab. 7.4 les moyennes et écart-types relatifs des modules des visibilités, la visibilité maximale des  $N - 1$  OPD permettant le *bootstrapping* optimal ainsi que les pourcentages de bases dont le module des visibilités est supérieur à 20% ou inférieur à 13%, 7% et 4%. La valeur de 20% est choisie car elle correspond au minimum du module de visibilité pour le cas 1 mas. Ensuite, 13 et 7% correspondent au maximum du second et troisième lobe du module de la visibilité et 4% permet de distinguer un peu plus les conditions de visibilité entre les cas 2 et 3 mas. Ainsi, à chaque fois que le diamètre augmente de 1 mas, la moyenne de la visibilité diminue de moitié et son écart-type relatif augmente de 30 à 40%. De plus, le

cas 3 mas est caractérisé par le fait que seulement cinq bases ont une visibilité supérieure à 7%, soit le nombre de bases indépendantes nécessaires pour cophaser le réseau. Les diamètres 2 mas et 3 mas sont moins discriminants pour les interféromètres CHARA-7T et MROI. Cependant, ils se distinguent quand même fortement du diamètre 1 mas par une forte baisse du nombre de bases à forte visibilité.

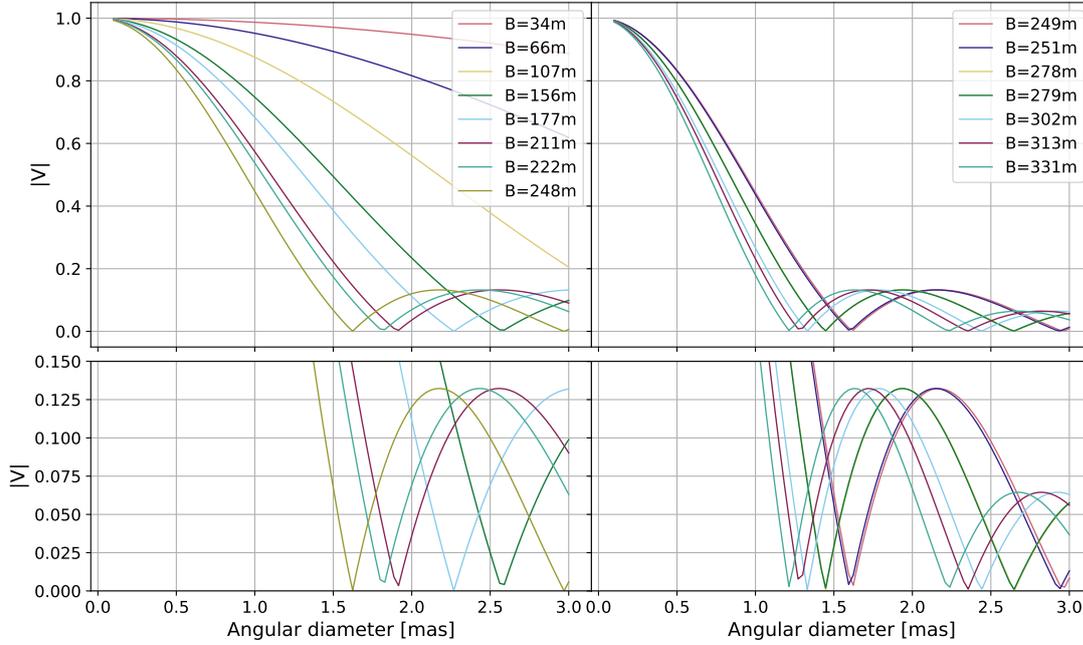


FIGURE 7.5 – Module du degré complexe de cohérence d’une étoile de section circulaire sur toutes les bases de CHARA à la longueur d’onde centrale de SPICA-FT, soit  $\lambda_{tr} = 1.6 \mu\text{m}$ .

TABLE 7.4 – Statistique des modules des visibilités dans les quatre cas de résolution étudiés, à la longueur d’onde  $1.6 \mu\text{m}$ . La moyenne des visibilités de toutes les bases est notée  $\mu$  et leur écart-type relatif, censé caractériser de façon absolue l’hétérogénéité des visibilités, est défini par  $\sigma_v(V) = \frac{\sigma(|V|)}{\mu(|V|)}$ . Enfin, je note  $V_{boot}$  la visibilité minimale des  $N - 1$  les plus favorables pour cophaser l’ensemble de l’interféromètre par *bootstrapping*. Un nuancier de couleurs de vert à rouge, dont les limites sont les valeurs crête-à-crête de chaque colonne, est appliqué pour aider à la comparaison des interféromètres et conditions de visibilité.

Diamètre objet	$\max( V )$	$\mu( V )$	$ V_{boot} $	$\sigma_v( V )$	$ V >20$	$ V <13$	$ V <7$	$ V <4$
Non résolu	100	100	100	0	100	0	0	0
<b>CHARA-6T</b>								
1 mas	99	53	68	48	93	0	0	0
2 mas	95	24	13	113	27	67	20	7
3 mas	88	16	10	150	13	73	60	27
<b>CHARA-7T</b>								
1 mas	98	58	75	41	95	0	0	0
2 mas	95	24	23	99	38	52	14	5
3 mas	88	13	11	158	10	76	57	29
<b>MROI-H</b>								
1 mas	99	72	93	33	93	22	0	0
2 mas	99	39	72	86	53	38	20	9
3 mas	98	27	45	106	40	47	20	13
<b>MROI-B</b>								
1 mas	96	66	95	37	93	2	0	0
2 mas	86	32	80	92	44	38	16	7
3 mas	70	19	59	120	24	64	40	20

## 7.2 Cophasage de CHARA-6T

### 7.2.1 Recombineurs étudiés

Pour le cophasage de CHARA-6T, j'ai comparé les performances de neuf recombineurs que j'affiche en Fig. 7.6 :

- le FS de SPICA-FT : PW6-15-10.
- cinq FS mesurant neuf OPD. Parmi eux, le PW6-9-2-b est un FS témoin mesurant en priorité les longues bases, on s'attend à ce qu'il soit donc moins performant que les autres. La différence entre les deux PW6-9-4 est la répartition des flux :
  - PW6-9-4-1 : 66% du flux reçu par les trois télescopes centraux est utilisé pour les cophaser entre eux, tandis que les 33% restant sont envoyés vers les télescopes externes.
  - PW6-9-4-2 : les trois télescopes centraux partagent équitablement leur flux (25%) entre les quatre télescopes. Le flux cohérent sur les bases reliant les télescopes externes aux télescopes centraux est plus élevé qu'avec le PW6-9-4-1.
- deux FS mesurant six OPD. PW6-6-1 est une configuration ne faisant usage que des six bases les plus courtes du réseau.
- le PW6-5-0, configuration "chaîne ouverte", qui mesure cinq OPD. Le choix a été fait de ne pas mesurer la base la plus longue.

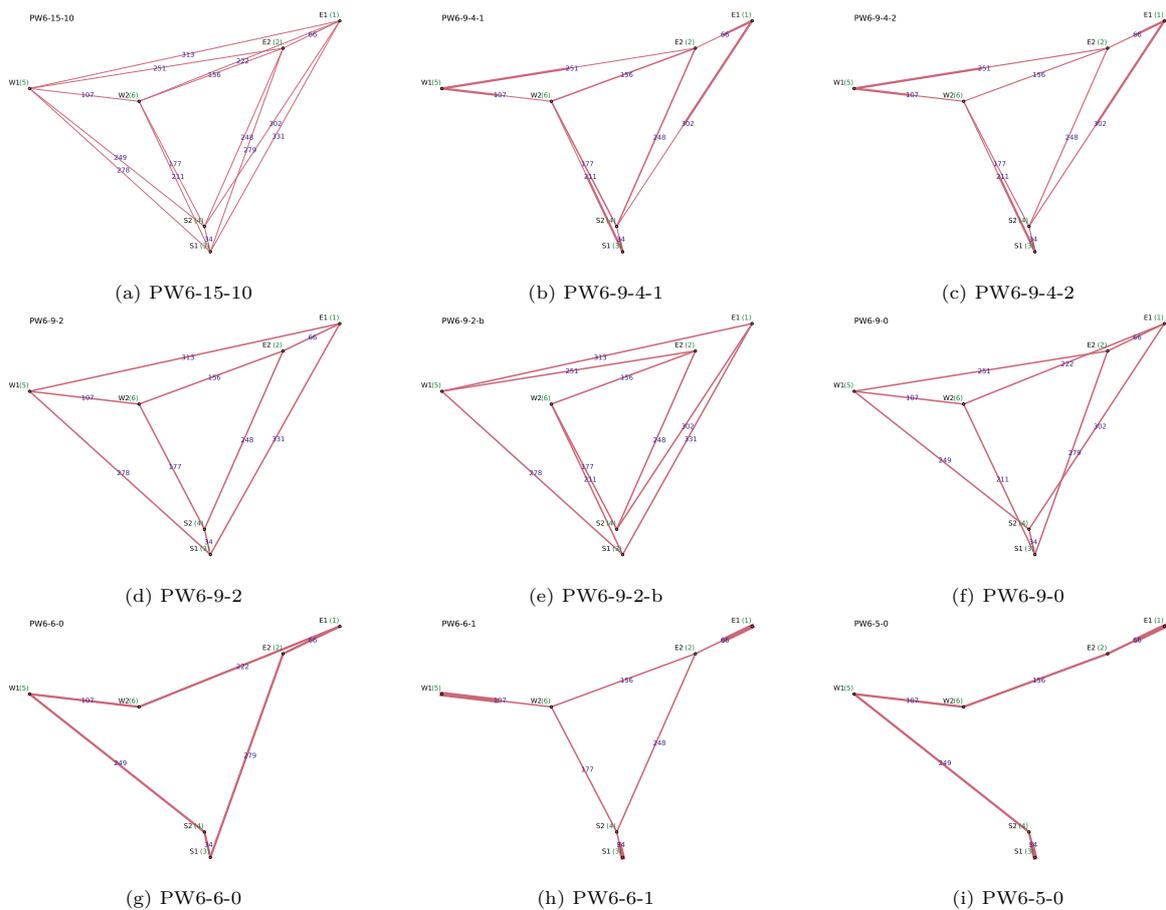


FIGURE 7.6 – Neuf configurations possibles pour la recombinaison des télescopes de CHARA. L'épaisseur des lignes permet de visualiser la quantité de flux avec lequel chaque télescope contribue à chaque base interférométrique. Ainsi, le PW6-9-4-2 utilise les mêmes bases que le PW6-9-4-1 mais avec des répartitions des flux privilégiant l'équilibre photométrique des bases. La longueur des bases est indiquée en bleu à mi-chemin du trait représentant chaque base.

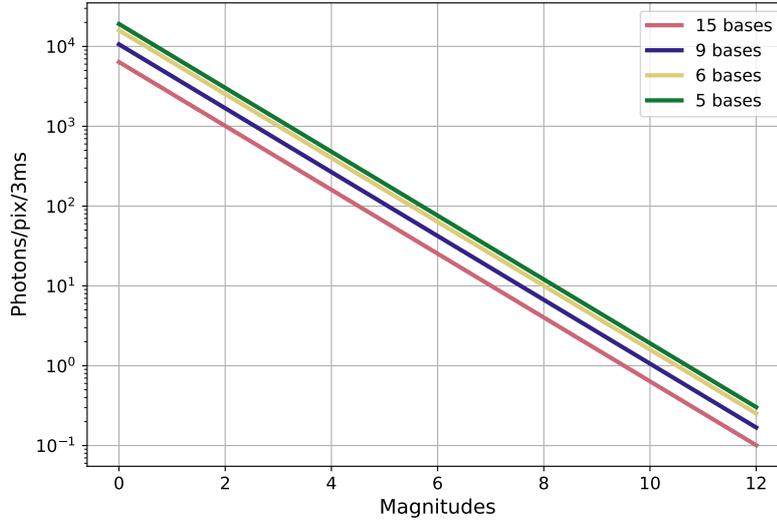


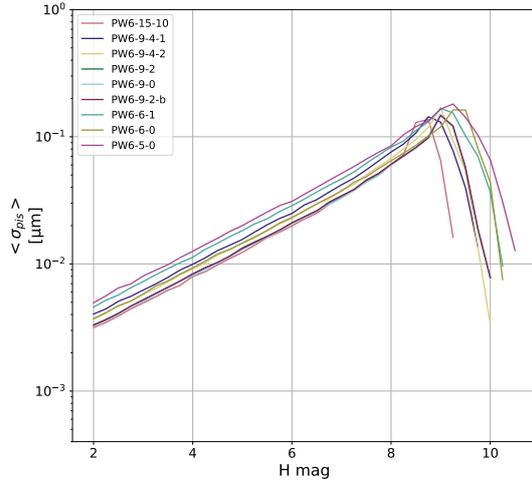
FIGURE 7.7 – Nombre de photons par pixel en fonction de la magnitude de l'étoile et du FS à la résolution spectrale  $R = 25$ .

La Fig. 7.7 trace l'évolution du nombre de photons par pixel et par temps d'intégration (2 ms) pour quatre quantités d'OPD mesurées et dans les conditions de transmission présentées en Sec. 7.1.3. On y retrouve notamment le fait que ne mesurer que 5 ou 6 des 15 OPD disponibles permet de gagner une magnitude sur la magnitude limite de la mesure.

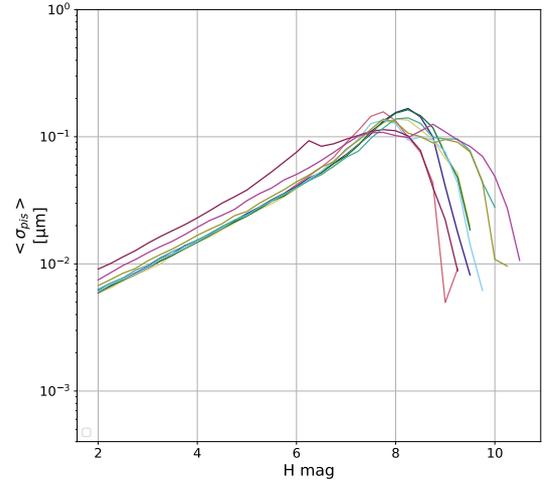
## 7.2.2 Précision de mesure en boucle ouverte

Des simulations en boucle ouverte en l'absence de perturbations atmosphériques me permettent de comparer dans un premier temps les recombineurs au regard de leur précision et magnitude limite d'estimation des pistons. J'affiche en Fig. 7.8 la moyenne des écart-types sur 200 ms des pistons mesurés sur les six télescopes en fonction de la magnitude de l'étoile et pour les quatre conditions de visibilité. Une valeur est affichée uniquement dans le cas où les mesures du FS sont suffisantes pour cophaser tous les télescopes entre eux, c'est-à-dire lorsque le RSB est supérieur à  $S_{GD}$  sur 5 bases indépendantes, signifiant que des franges y sont détectées. La diminution correspond au cas à faible RSB, décrit en Sec. 6.3.1, où la valeur d'un piston a été réduite car jugée trop incertaine ou au cas où certains pistons ne sont plus du tout estimés car aucune OPD s'y rattachant ne le permet. Ces valeurs ne doivent donc pas être interprétées comme une amélioration de la précision mais plutôt comme une incapacité du FS à cophaser les 6 télescopes. Le bruit de détecteur étant très faible, l'écart-type des mesures évolue avec les magnitudes de façon logarithmique comme attendu pour un régime de bruit de photons, jusqu'à atteindre une limite de magnitude à laquelle il diminue avant que la mesure ne devienne impossible. Aucun point n'est alors affiché.

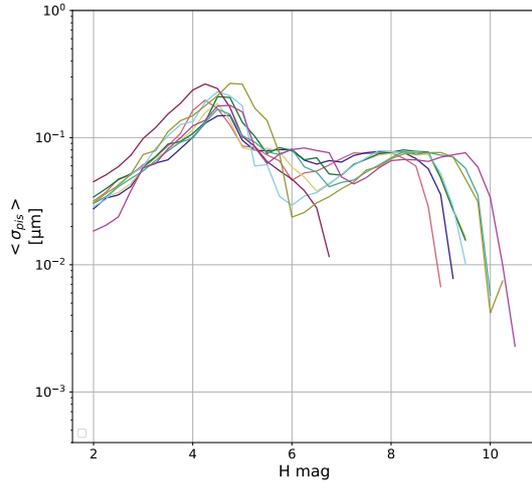
Dans le cas d'un objet non résolu, quatre FS ont la meilleure précision d'un facteur supérieur à 20% par rapport aux autres : PW6-15, PW6-9-2, PW6-9-2-b et PW6-9-0. Cela peut s'expliquer par l'équilibre photométrique sur chacune de leurs bases mesurées contrairement aux deux autres PW6-9, au PW6-6-1 et PW6-5-0. En revanche, le PW6-6-0 est parfaitement équilibré photométriquement mais n'obtient pas non plus la même précision de mesure. La redondance des mesures semble tout de même jouer un rôle dans l'estimation finale des pistons. Le PW6-15 apparaît aussi très légèrement plus précis que les PW6-9. Concernant la limite de magnitude de chaque FS, celle-ci suit la logique du nombre de photons disponibles par mesure. Ainsi, elle augmente avec la diminution du nombre de bases utilisées pour la mesure, faisant apparaître une différence d'une demi magnitude sur cette limite entre le PW6-15 et les trois autres meilleurs FS. La magnitude limite du PW6-15 est autour de 8.5, celle des PW6-9 autour de 9 et celle des PW6-6 et PW6-5 entre 9 et 9.5.



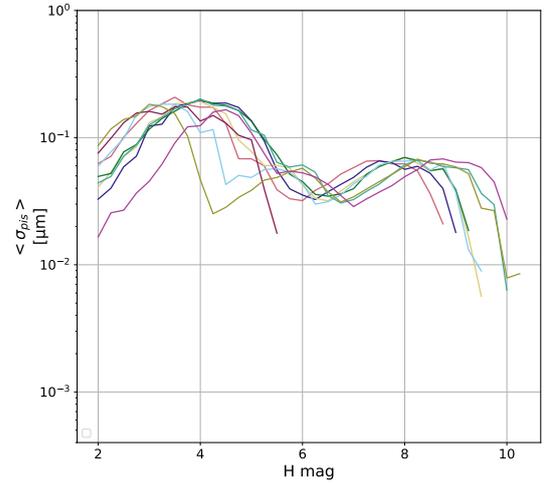
(a) Unresolved



(b) 1 mas



(c) 2 mas



(d) 3 mas

FIGURE 7.8 – Écart-type moyen sur les six pistons estimés à partir de l'estimateur PD  $\epsilon'_{PD}$  après moindre carré pondéré, pour différents FS, en boucle ouverte sans perturbation atmosphérique en présence d'un  $\sigma_{ron} = 0.5e^-/pix$  et  $ENF = 1.5$ .

À mesure que le diamètre angulaire augmente, on s'écarte du cas idéal d'équilibre des visibilités dans lequel la précision des mesures par les FS équilibrés est équivalente. En particulier, l'utilisation de photons pour la mesure sur les bases présentant une visibilité faible devient de moins en moins avantageuse par rapport à leur utilisation sur des bases plus courtes. Le moindre carré permet de moins en moins de compenser cette perte en redistribuant les informations puisque certaines configurations reçoivent physiquement moins d'information utile. Ainsi dans le cas d'un objet de diamètre angulaire 1 mas, on voit d'abord que notre FS témoin PW6-9-4-b a un bruit de mesure presque deux fois plus élevé que les autres. Le FS en chaîne ouverte PW6-5-0 est lui aussi environ 30% moins précis et c'est ensuite le FS en chaîne fermée PW6-6-0 qui présente un bruit de mesure légèrement plus élevé que les autres FS. Tous les autres FS ont une qualité de mesure équivalente. Ce sont donc encore les FS mesurant le plus d'OPD qui ont quasiment toujours l'avantage en terme de précision. La magnitude limite du PW6-15 est autour de 7.5 et celle des PW6-9, PW6-6 et PW6-5 autour de 8.

La magnitude limite des FS dans le cas d'un objet pour lequel 11 bases présentent un  $|V| < 13\%$ ,  $\varnothing = 2$  mas, est en revanche nettement plus faible, entre 4 et 5 selon le FS mais avec peu de différences remarquables entre chaque. Ces différences se font plus marquées dans le cas  $\varnothing = 3$  mas. En effet,

PW6-5-0 a une précision de mesure presque deux fois supérieure aux PW6-9-4-#, PW6-9-2 et PW6-6-1 qui se montrent également plus précis que les autres avec une magnitude limite égale voire supérieure. Leur magnitude limite est autour de 4 tandis que le PW6-15 sature à 3.5.

Cette première analyse suggère qu'aucun FS présente des performances meilleures que les autres pour toutes les conditions de visibilité. Alors que la mesure de toutes les bases semble être à privilégier dans le cas d'un objet non résolu, les FS ne mesurant que neuf bases offrent comme on pouvait s'y attendre un compromis entre la précision de mesure et la magnitude limite dès que l'objet commence à être résolu jusqu'à même permettre de gagner sur ces deux plans dans le cas d'un objet fortement résolu, du moment que les bases utilisées sont astucieusement choisies. Les faibles performances du PW6-9-2-b montrent en effet l'importance du choix des bases.

### 7.2.3 Performance de suivi de frange en boucle fermée

Nous allons voir maintenant si les mêmes tendances sont observées sur les performances en boucle fermée au regard des trois critères définis en Sec. 7.1.2.

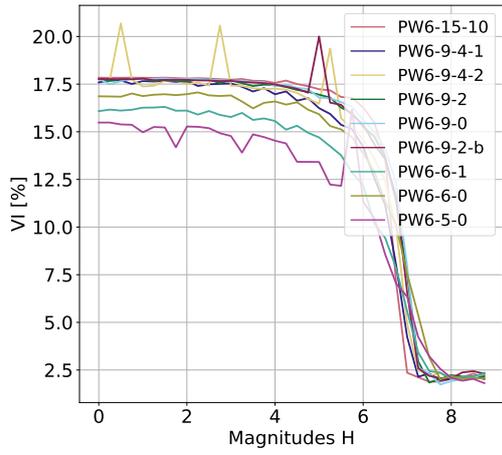
Sur l'ensemble des résultats présentés ci-dessous, la visibilité instrumentale sur 10 s est très faible. Le FT sature au point de ne pas réduire les perturbations en-dessous de 150 nm rms, ce qui est supérieur à ce qui est observé avec SPICA-FT avec lequel on est parvenu à cophaser des bases jusqu'à atteindre une moyenne minimale de 130 nm rms sur toutes les bases lors des observations de Août 2022. Les perturbations d'entrée de mes simulations sont donc certainement pessimistes. Cependant, cela n'empêche pas l'étude comparative qui est l'objet principal de ce chapitre.

#### Performances de suivi dans le cas d'un objet pas ou peu résolu

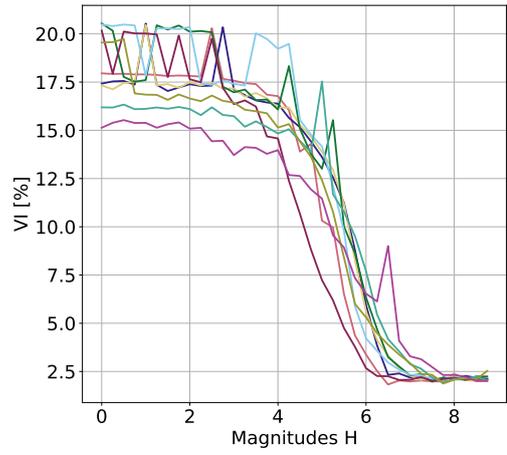
J'affiche en Fig. 7.9 les trois critères de performance des FS pour un objet non résolu et un objet de diamètre 1 mas. Les tendances observées sont assez proches dans les deux cas. Les meilleures VI sont obtenues pour les FS mesurant 9 et 15 OPD. En revanche, le PW6-15 semble moins sujet aux sauts de franges, donc plus robuste, tandis que ces sauts augmentent avec la diminution du nombre de bases utilisées pour la mesure. Parmi les FS mesurant 9 bases, le PW6-9-0 semble le plus robuste. La magnitude limite de cophasage, que je définis comme la magnitude à laquelle  $VI = 0.8 \max(VI)$ , est autour de 6.5 pour les meilleurs FS. Elle est du même ordre de grandeur que la magnitude limite de cohérence de l'ensemble de l'interféromètre, fixée comme la magnitude à laquelle le Lock Ratio (LR) (Fig. 7.9e et 7.9f) quitte sa valeur de 100%, ce qui suggère que cette algorithmie est optimale en terme de cophasage. Le classement des FS en fonction du LR est cependant différent. En effet, cette fois, l'utilisation des 15 bases diminue clairement la magnitude limite dans les deux niveaux de résolution par rapport à ceux n'en mesurant qu'une partie. Ainsi pour un objet non résolu, PW6-9-0 et PW6-9-2-# atteignent les plus hautes magnitudes après PW6-6-0. Et dans le cas d'un objet partiellement résolu, PW6-9-4-#, PW6-9-2 et PW6-6-0 peuvent cohérencer l'interféromètre pour presque une magnitude supérieure que PW6-15.

#### Performances de suivi dans le cas d'un objet résolu - 2 et 3 mas

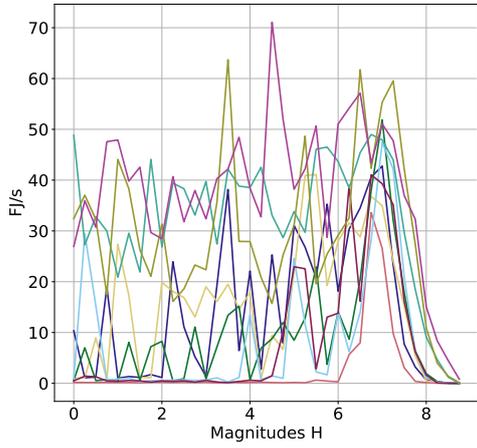
La Fig. 7.10 présente les performances de suivi de franges sur des objets fortement résolus, de diamètres 2 et 3 mas. CHARA-6T semble difficile à cophaser dans ces régimes pour des magnitudes supérieures à 2, l'étude des résultats est donc peu représentative. Nous remarquons tout de même que dans le cas de 2 mas seul le PW6-5-0 parvient à cophaser une large partie des télescopes puisqu'il atteint une VI moyenne de 14% contre moins de 9% pour tous les autres FS. C'est aussi lui qui minimise la fréquence de sauts de franges. Enfin, les FS formant 9 bases, du moment qu'ils ignorent les plus longues (PW6-9-2-b), ont tous des performances meilleures sur un objet de diamètre 3 mas que sur celui de 2 mas. Cela est dû à la distribution des visibilité sur les différentes bases, qui avantage finalement le cas 3 mas par rapport au cas 2 mas.



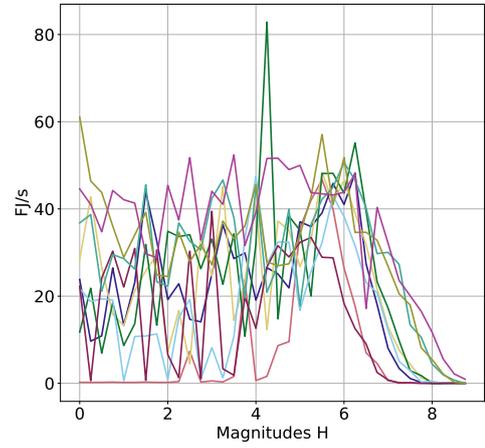
(a) Contraste de frange 10 s - Non résolu



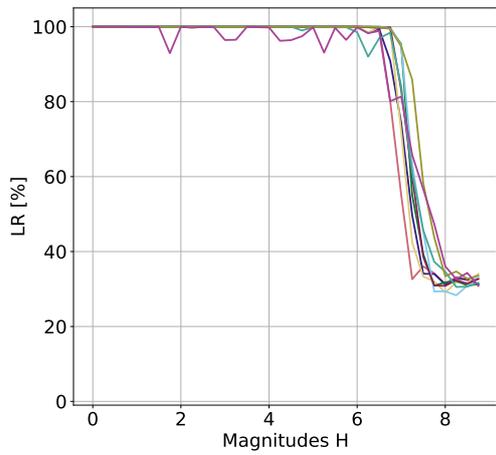
(b) Contraste de frange 10 s - 1 mas



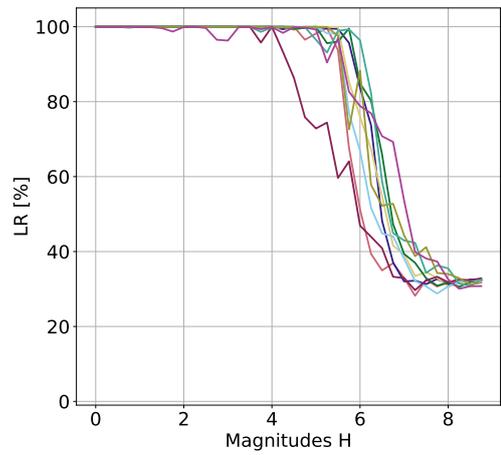
(c) Fréquence de sauts de franges - Non résolu



(d) Fréquence de sauts de franges - 1 mas

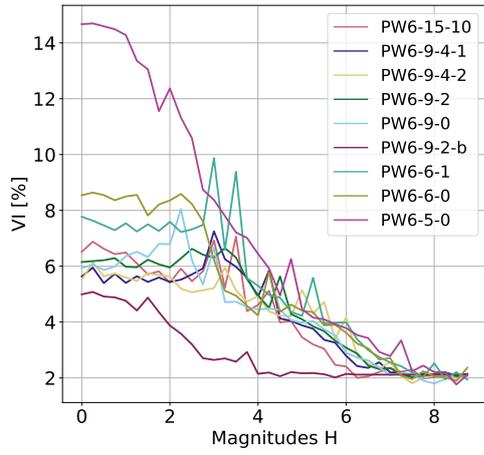


(e) Lock Ratio - Non résolu

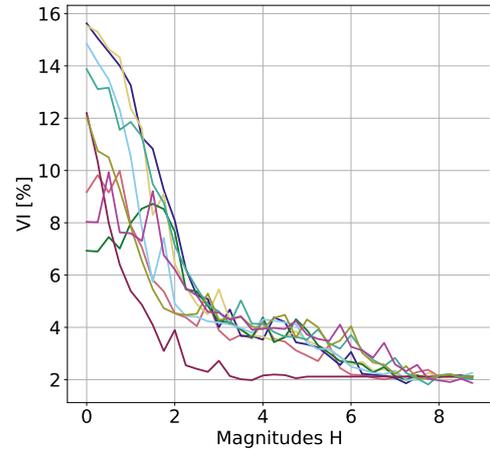


(f) Lock Ratio - 1 mas

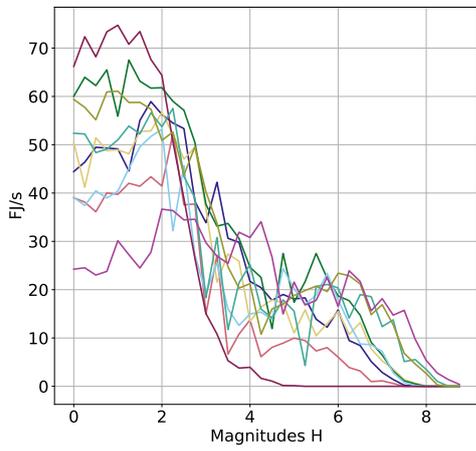
FIGURE 7.9 – Performance des FS pour un objet pas ou peu résolu ( $\varnothing < 1$  mas).



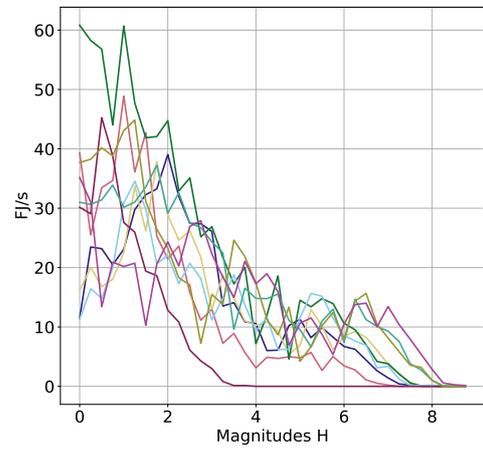
(a) Contraste de frange 10 s - 2 mas



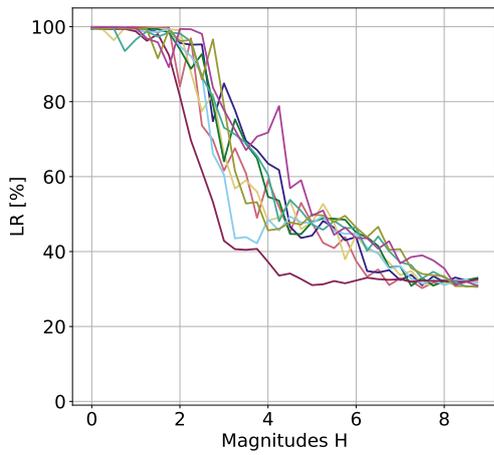
(b) Contraste de frange 10 s - 3 mas



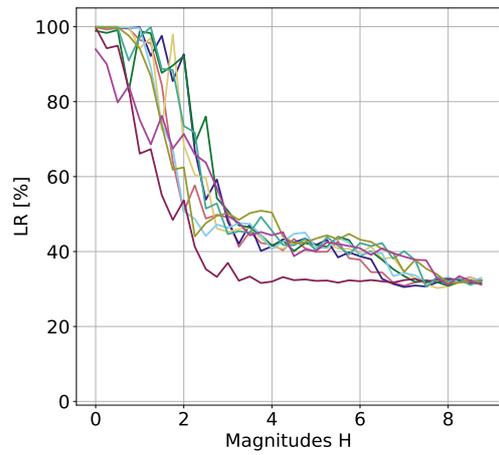
(c) Fréquence de sauts de franges - 2 mas



(d) Fréquence de sauts de franges - 3 mas



(e) Lock Ratio - 2 mas



(f) Lock Ratio - 3 mas

FIGURE 7.10 – Performance des FS pour un objet fortement résolu ( $\varnothing = 2$  mas et  $\varnothing = 3$  mas).

## 7.2.4 Discussion

L'étude réalisée sur CHARA-6T permet essentiellement de confirmer ce que la théorie prévoit et ce que l'expérience semble indiquer : mesurer moins de bases repousse la magnitude limite de cohérence du FT mais limite fortement ses performances de cophasage. Si un cophasage performant est souhaité, il est préférable d'introduire de la redondance dans les mesures d'OPD pour déterminer des pistons précis. Le cophasage des six télescopes de CHARA sur des objets de diamètre 2 et 3 mas est presque impossible dans les conditions atmosphériques de la simulation aux magnitudes supérieures à 2, ce qui ne permet pas de tirer de conclusion réalistes sur ces cas de résolution. Mais certaines tendances se dessinent concernant les cas d'un objet pas ou peu résolu. Bien que les différences de performances soient très faibles entre les FS présentant la meilleure robustesse et précision de suivi, à savoir le PW6-15-10 et ceux mesurant 9 bases choisies de manière à maximiser la visibilité, il est intéressant de constater que la magnitude limite de cophasage est moins dépendante de la redondance des mesures que la magnitude limite de cohérence.

Nous allons maintenant voir ce que ces tendances deviennent à mesure que l'on augmente le nombre de télescopes à travers trois configurations interférométriques : CHARA-7T, MROI-H et MROI-B.

## 7.3 Tendances observables sur le cophasage d'interféromètres de sept et dix télescopes : les cas de CHARA-7T et MROI

Il est nécessaire, pour réaliser cette étude, de choisir les FS à comparer. Or les possibilités augmentent avec le nombre de télescopes. Une simulation pour comparer 10 recombinaisons sur un nombre suffisant de lancers prend typiquement 6 heures de temps avec un calcul parallélisé sur 80 processeurs logiques. Aussi, certains recombineurs sont trop semblables pour que les critères puissent véritablement les distinguer significativement avec le niveau de précision des simulations actuelles. Je me limite donc à 9 recombineurs pour CHARA-7T et 10 pour MROI. L'étude à suivre a l'objectif de faire ressortir des tendances entre les différents recombineurs et de montrer l'intérêt du simulateur pour le choix d'un FS dans une situation donnée. Elle ne prétend donc pas être exhaustive ni être totalement dépourvue de biais issus de la sélection des recombineurs. Aussi, maintenant que le principe de l'étude a été présenté à travers la Sec. 7.2, j'économiserai au lecteur la lecture de toutes les courbes impliquées dans mon analyse et focaliserai les lignes qui suivent sur les résultats de l'étude.

### 7.3.1 Les recombinaisons étudiées

L'emplacement additionnel prévu pour le septième télescope au cœur du réseau de CHARA est volontairement choisi pour permettre un meilleur *bootstrapping* des trois paires de télescopes de CHARA-6T. J'appelle ce septième télescope B0 et je présente en Fig. 7.11 les 9 FS choisis pour son cophasage.

Pour la sélection des 10 FS de MROI, j'ai privilégié pour la plupart les bases courtes et l'équilibre photométrique. Ils sont affichés en Fig. 7.12 pour la configuration homogène et j'utilise les mêmes pour la configuration dense.

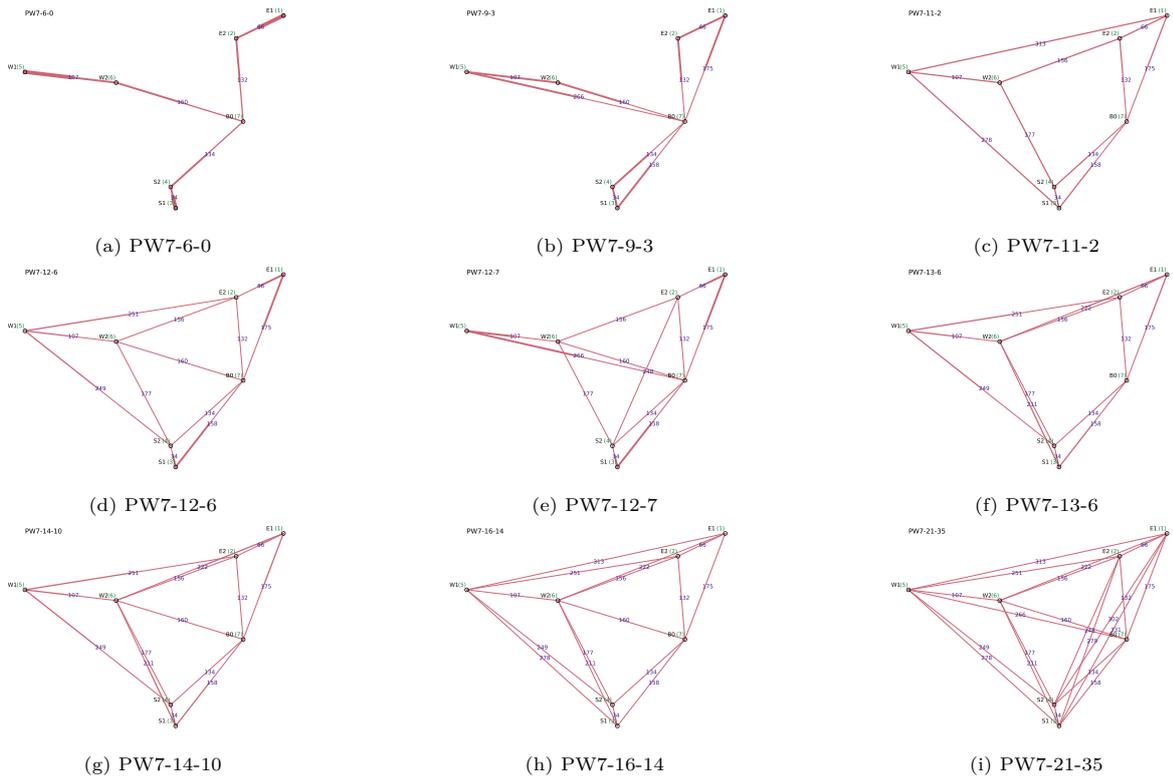


FIGURE 7.11 – Recombinaisons possibles pour cophaser CHARA-7T. La nomenclature est la même que pour la Fig. 7.6.

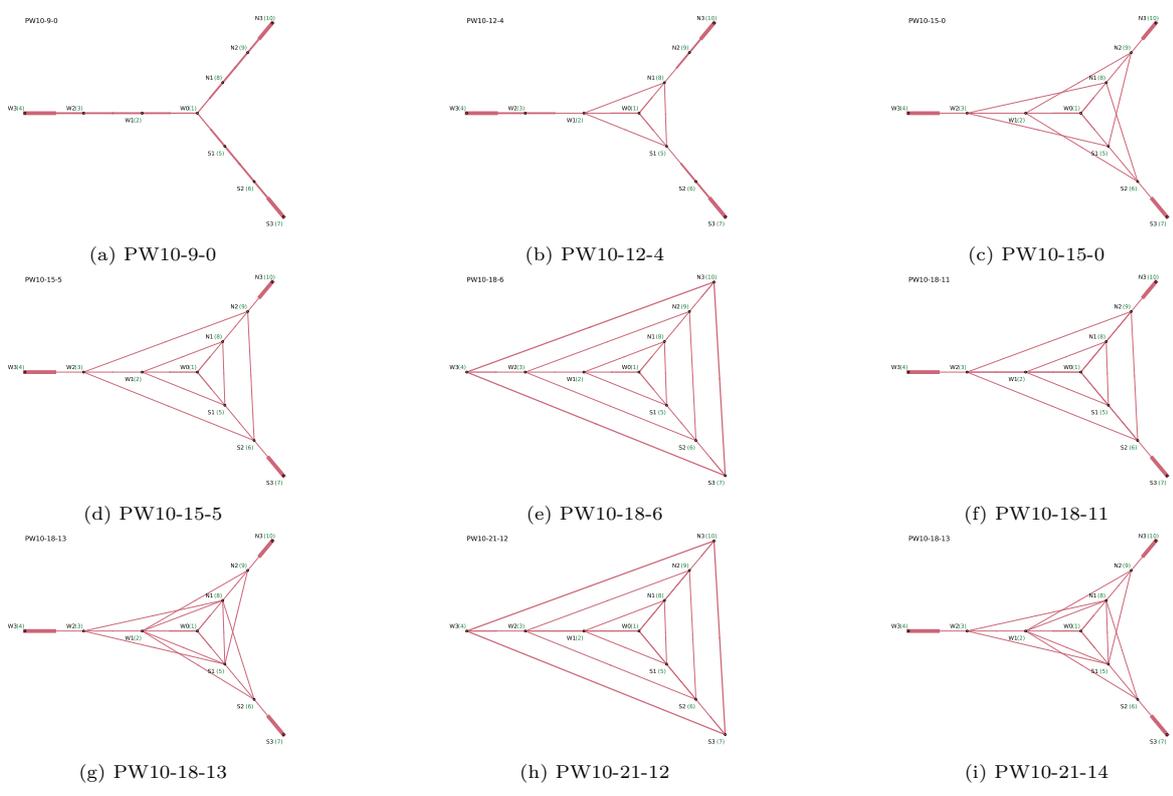
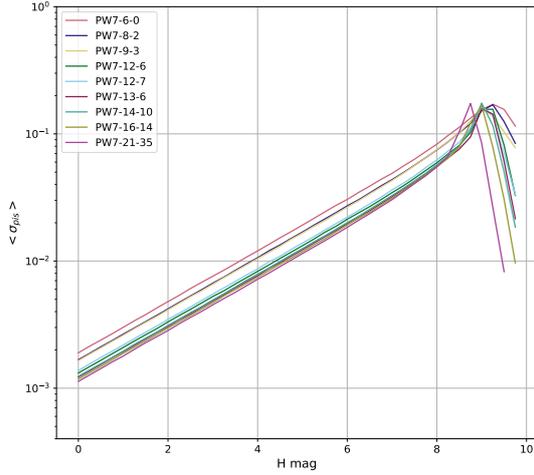


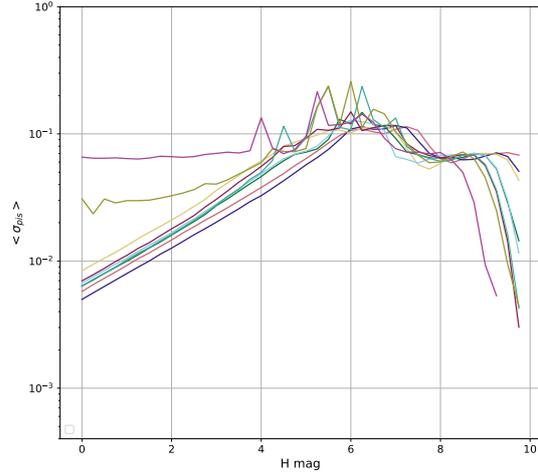
FIGURE 7.12 – Recombinaisons possibles pour cophaser MROI-B. La configuration PW10-45-36 n'est pas représentée.

### 7.3.2 Performances des recombineurs

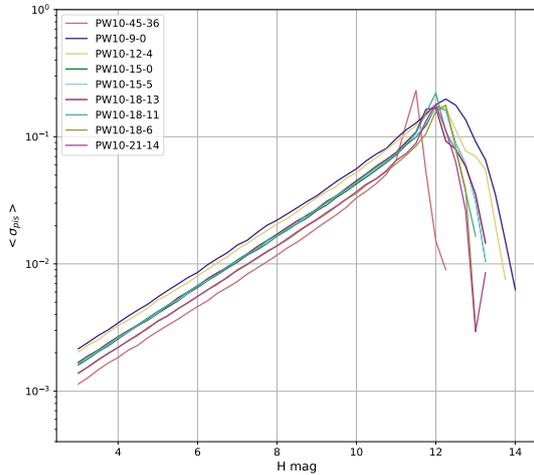
En ce qui concerne la précision de mesure des différents FS et la magnitude limite à laquelle celle-ci est réalisable, les résultats obtenus suivent la logique observée dans la section précédente : plus les visibilitées sont homogènes sur tout l'interféromètre, plus l'équilibre photométrique et la redondance des mesures augmente la précision de mesure des pistons, cette propriété étant de moins en moins vraie à mesure que l'objet est résolu par certaines bases de l'interféromètre. Sur la Fig. 7.13, on observe par exemple à nouveau l'inversion du classement des FS par la valeur de leurs écart-types mesurés entre le cas non résolu et le cas d'un objet de diamètre 2 mas.



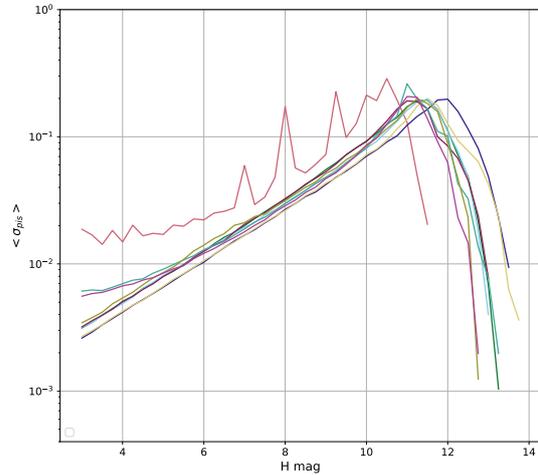
(a) CHARA-7T, objet non résolu



(b) CHARA-7T,  $\varnothing = 2$  mas.



(c) MROI-H, objet non résolu.



(d) MROI-H,  $\varnothing = 2$  mas.

FIGURE 7.13 – Écart-type des mesures de pistons sur CHARA-7T et MROI-H dans deux conditions de résolution différentes.

Dans le cas d'un objet non résolu, la performance des FS en boucle fermée suit la même logique que leur précision de mesure en boucle ouverte. Ainsi, les objets mesurant peu d'OPD ont toujours un résidu de cophasage supérieur à ceux mesurant davantage de bases. La différence de visibilité instrumentale n'est cependant que de quelques pourcents sur un temps d'intégration de 10 s. Chose intéressante, la magnitude limite de cophasage des FS mesurant beaucoup d'OPD ne subit que très peu la diminution

du nombre de photons alloués à chaque mesure, ce qui est un peu moins vrai pour le cohérencage de l'interféromètre (Fig. 7.16a). Dès que la taille de l'objet observé augmente, le classement des FS ne suit plus tout à fait la même logique qu'en boucle ouverte. Autrement dit, le FS le plus précis n'est pas toujours le FS le plus performant pour cophaser l'interféromètre. En terme de précision de suivi, la dépendance à la configuration du réseau et la dimension de l'objet est beaucoup plus marquée que sur la précision des mesures. Cela s'illustre bien avec la Fig. 7.14 sur laquelle on voit que PW10-21-14 se détache nettement des autres FS dans la configuration MROI-B tandis que les performances de beaucoup de FS sont équivalentes dans la configuration MROI-H.

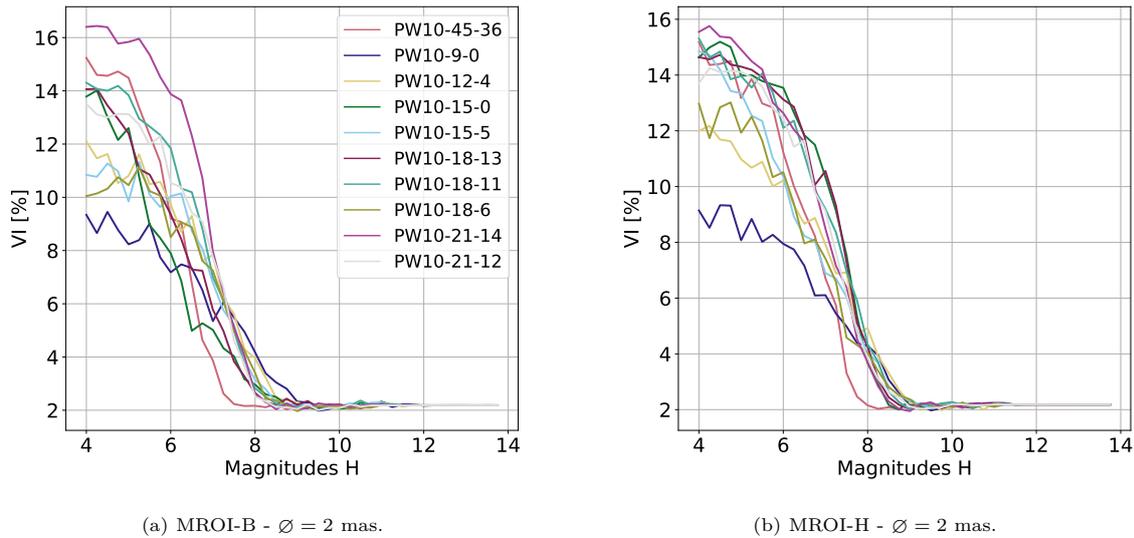
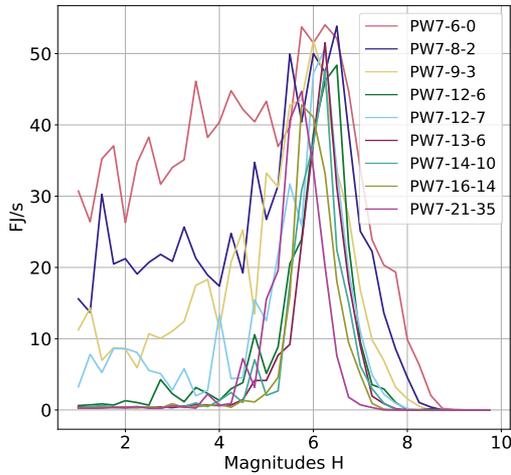


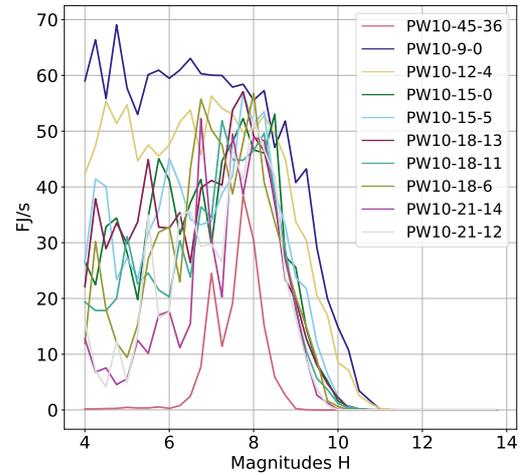
FIGURE 7.14 – Visibilité instrumentale à  $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$  et  $R=150$  pour deux configurations de MROI.

Il apparaît clairement sur toutes les simulations, dont les exemples en Fig. 7.15, que comme pour CHARA-6T les performances générales des FS mesurant peu d'OPD sont dégradées par les sauts de franges, ceux-ci étant d'autant plus nombreux que peu de bases sont utilisées pour la mesure. En effet, on observe sur ces figures que les FS mesurant toutes les bases ou un nombre intermédiaire suffisamment grand connaissent un régime de cophasage sans saut de franges jusqu'à la magnitude 4 pour CHARA-7T, ceci étant vrai également dans le cas de PW10-45 jusqu'à la magnitude 6 sur MROI-B.

Contrairement à la robustesse de l'interféromètre et à ses performances de cophasage, la magnitude limite de cohérencage sont d'après les simulations effectuées peu dépendantes de la redondance de la mesure mais plutôt directement liées à la sensibilité de chaque FS. Sur la Fig. 7.16a, on peut ainsi constater que malgré les nombreux sauts de franges observés en Fig. 7.15a lors du cophasage de CHARA-7T sur une étoile de diamètre 1 mas même brillante, l'ensemble de l'interféromètre reste cohérencé jusqu'à une magnitude d'autant plus grande que peu de bases sont utilisées. Au contraire, on constate en Fig. 7.16b que la mesure de plusieurs bases augmente la capacité de cohérencage.

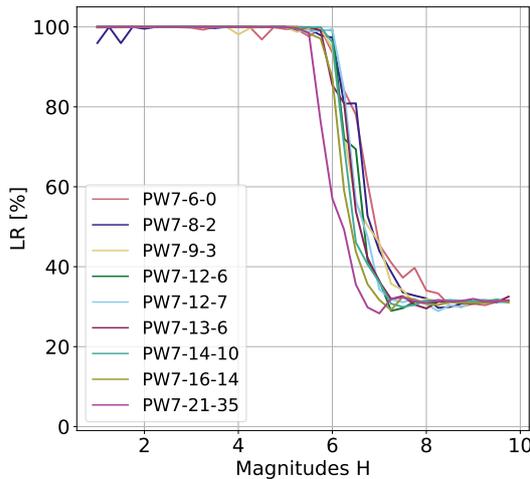


(a) CHARA-7T -  $\varnothing = 1$  mas.

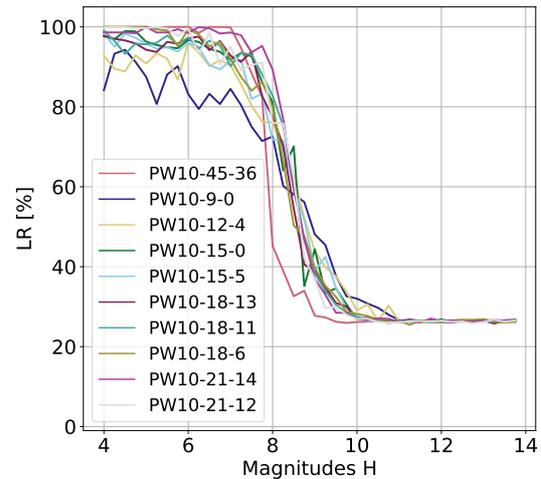


(b) MROI-B -  $\varnothing = 1$  mas.

FIGURE 7.15 – Sauts de franges pour durant le cophasage de CHARA-7T et MROI-B.



(a) CHARA-7T -  $\varnothing = 1$  mas.



(b) MROI-B -  $\varnothing = 1$  mas.

FIGURE 7.16 – Lock Ratio durant le cophasage de CHARA-7T et MROI-B.

## 7.4 Conclusion et discussion

Pour la première fois, des simulations de suivi de franges comparent les performances globales obtenues selon l'utilisation de différents recombineurs pour la détermination des pistons. Les études précédentes sur le suivi de franges ont en effet comparé soit plusieurs algorithmies de commande (CHOQUET et al., 2014; PADILLA et al., 1995, 1998) à partir d'un FS donné employant toutes les mesures d'OPD possibles soit les différents recombineurs au regard de leur précision de mesure uniquement (BLIND, 2012; HOUAIRI et al., 2008). L'étude présentée dans ce chapitre montre principalement la forte dépendance des performances d'un FT aux conditions de visibilité auxquelles est soumis son FS. Elle montre en particulier grâce à un nombre important de simulations sur des FS et conditions de visibilité

variées que la technique du *bootstrapping*, qui consiste à ne mesurer que l'OPD entre un nombre minimal de courtes bases pour cophaser l'ensemble de l'interféromètre, comme imaginé pour MROI avec ICONN (JURGENSON et al., 2008), est peu robuste aux fortes perturbations atmosphériques (pistons et scintillations). Aucune des simulations réalisées n'est finalement parvenue à cophaser l'instrument au-delà de 2 magnitudes avant l'incapacité du FS à mesurer les OPD. Cela semble indiquer que le suiveur de frange n'est pas tant limité par la sensibilité de son FS que par l'ensemble des instabilités auquel il est soumis, que ce soit sur des sources résolues ou non.

Dans le cas plus spécifique où le FT est prévu pour cophaser sur des objets résolus, ce qui est *a priori* le cas des spectro-interféromètres imageurs à moins de profiter d'un *bootstrapping* spectral important avec les inconvénients que cela entraîne (Sec. 1.4.4), l'hétérogénéité des conditions de mesures avec lequel il doit estimer les commandes s'ajoute à ces instabilités. Parmi les objectifs à moyen terme de l'interférométrie stellaire réside l'imagerie des satellites géostationnaires. Ces objets ont typiquement un diamètre angulaire de 10 à 200 mas pour une magnitude V supérieure à 11, excepté lorsque par une géométrie favorable ils brillent jusqu'à perdre 5 à 6 magnitudes. Du fait des panneaux solaires qui les alimentent en absorbant l'énergie de la lumière du Soleil dans les bandes visibles et proche infrarouge, ils ont un différentiel de magnitude V-H de l'ordre de 3. Pour envisager de les imager dans le visible, il est donc nécessaire de cophaser l'interféromètre sur ces objets à des magnitudes H supérieures à 8. Les imager suppose de mesurer des visibilités *a minima* dans le troisième lobe de la fonction de visibilité complexe du satellite. Cela signifie avec le *bootstrapping* spectral V-H que certaines bases de l'interféromètre seront dans le second lobe, c'est-à-dire les conditions de faible visibilité présentées ici. Or dans ces simulations, faites pour des perturbations atmosphériques certainement pessimistes, aucun FS n'est parvenu malgré le *bootstrapping* spatial à cophaser un interféromètre jusqu'à magnitude 8, le maximum atteint pour  $\varnothing = 1$  mas et  $\varnothing = 2$  mas étant 6 sur MROI. En particulier, la configuration reposant uniquement sur le *bootstrapping* donne les plus mauvais résultats. Une étude plus approfondie et réaliste permettrait de définir les FS les plus adaptés pour MROI et NPOI qui tous deux donnent une importance particulière à cet objectif d'imagerie de satellites géostationnaires.

Alors que les instabilités sont plutôt issues de perturbations extérieures impossibles à prévoir, telle que les pertes d'injection, les vibrations instrumentales et les fortes perturbations atmosphériques (et dont c'est le rôle d'autres contrôleurs, comme l'OA, de les réduire au minimum), les conditions de visibilités le sont davantage. À l'heure où l'optique intégrée s'immisce dans de nombreux instruments interférométriques, apportant l'avantage de la flexibilité, celle-ci semble très appropriée pour répondre à la problématique du cophasage d'interféromètres pour l'imagerie. On pourrait en effet imaginer disposer de plusieurs recombineurs, chacun adapté aux conditions de visibilités attendues en fonction de la configuration de l'interféromètre, généralement reconfigurable, et de la dimension caractéristique de la source observée. Lorsque les interféromètres d'une dizaine de télescopes verront le jour, il est aussi envisageable que ces PIC soient eux-mêmes reconfigurables.

Si cette reconfiguration privilégiant les fortes visibilités est faisable à partir de la connaissance des conditions de visibilités de l'observation, cela ne dit pas combien de bases il est nécessaire de recombinaison pour maintenir une robustesse suffisante du FT. Des études de propagation de bruit, telles que celle réalisée pour le concept d'interféromètre AGILIS (WOILLEZ et al., 2017), ne sont probablement pas suffisantes pour analyser complètement les performances de cophasage. Le simulateur cophasSIM avec lequel j'ai calculé les résultats présentés ici est à ce titre un outil précieux qui mériterait d'être amélioré pour gagner en ergonomie, réalisme et vitesse de calcul pour être utilisé en préparation d'un programme d'observation sur un objet donné ou lors de la conception du FT d'un interféromètre donné. En tout état de cause, le *bootstrapping* spatial est nécessaire pour permettre le cophasage sur des objets résolus. Cependant, il ne doit certainement pas faire reposer ce cophasage sur une chaîne unique de *bootstrapping* mais plutôt sur un réseau de *bootstrapping*.

Quatrième partie

**Conclusion et perspectives**

# Chapitre 8

## Conclusion et perspectives

### 8.1 Conclusion

La connaissance des paramètres fondamentaux des étoiles est précieuse pour la compréhension de leur évolution, de leur environnement et de l'Univers dans son ensemble. Pourtant, moins de mille diamètres stellaires ont été mesurés à ce jour. Aujourd'hui il devient nécessaire de multiplier ces mesures et d'élargir considérablement la zone du diagramme **H-R** sur laquelle elles sont réalisées. Cela permettra notamment d'améliorer la calibration des modèles utilisés en astérosismologie et celle des **SBCR** utilisées pour l'estimation des distances dans l'Univers local. Ces distances constituent la première marche de l'échelle des distances de l'Univers et jouent un rôle important sur la détermination précise de la constante de Hubble. La mesure directe de la distribution d'éclairement des étoiles autour desquelles des exoplanètes transitent est également fondamentale pour la caractérisation précise de ces dernières par la mission PLATO. De manière intéressante, les performances à atteindre pour remplir ces objectifs sont similaires, en terme de résolution angulaire et magnitude, à celles nécessaires pour l'observation des satellites géostationnaires.

La configuration unique de **CHARA**, avec ses six télescopes de 1 m de diamètre observant dans le visible et le proche infrarouge sur quinze bases interférométriques dont dix ont une longueur supérieure à 200 m, en fait l'outil pour répondre à ces problématiques.

Ce manuscrit est la concrétisation d'une idée : la spectro-interférométrie à six télescopes, en basse résolution spectrale et dans le visible. Cette idée a d'abord été étudiée grâce aux projets préparatoires **FRIEND** et **CESAR**. Le premier a prouvé la faisabilité d'injecter l'énergie des six télescopes dans des fibres optiques dans un régime d'**OA** inférieur à 25% de rapport de Strehl. Il a aussi validé l'usage des technologies récentes, les fibres optiques monomodes et la caméra à amplification d'électrons **EMCCD**, pour réaliser dans ces bandes spectrales des mesures de visibilités carrées et de clôtures de phase précises. Le second a prouvé l'intérêt d'une boucle de contrôle tip/tilt pour maximiser l'injection dans ces fibres.

Grâce à cela, cette idée est devenue deux instruments. Défini pour cibler près d'un millier d'étoiles dans le cadre du projet **ISSP** décrit en Sec. 2.2.1, le spectro-interféromètre **Stellar Parameters and Images with a Cophased Array (SPICA)**, ou **SPICA-VIS**, décrit au Chap. 3 est conçu pour mesurer simultanément les visibilités complexes des quinze bases interférométriques de CHARA dans des canaux spectraux de 5 nm environ répartis sur la bande 0.6 à 0.9  $\mu\text{m}$ . Il est associé à son suiveur de frange **SPICA-FT**, décrit au Chap. 6. Avec une augmentation de 50% de la longueur d'onde entre les extrêmes de la bande spectrale, cet instrument couvre un large plan  $(u,v)$  à des fréquences spatiales élevées grâce à l'observation dans les courtes longueurs d'onde et avec les plus grandes bases interférométriques actuellement en fonctionnement. Les premières sessions de commissioning ont confirmé le choix de concept optique du spectro-interféromètre et permis de faire les ajustements nécessaires pour améliorer ses performances, notamment sur la qualité de l'anamorphose et l'alignement des fibres. Toujours en cours, ce commissioning déterminera la précision et magnitude limite de ses mesures, l'objectif étant d'estimer des visibilités inférieures à 10% sur des objets de magnitude  $V$  supérieure à 7. Grâce à cela, **SPICA-VIS** pourra satisfaire les programmes scientifiques du projet **ISSP**.

**CHARA** coordonne des instruments répartis du visible au proche infrarouge, de 0.55 à 2.5  $\mu\text{m}$ . Une contribution originale de mon doctorat est la possibilité nouvelle d'observer simultanément sur cette très

large bande spectrale grâce à la solution de compensation optimale de la dispersion longitudinale décrite en Chap. 4. Cette étude a dans un premier temps été déclenchée pour l'amélioration des performances de [SPICA-VIS](#) par rapport à celles obtenues avec l'ancien [LDC](#) en SF10, et en particulier tirer le maximum de bénéfice du fonctionnement coordonné de [SPICA-VIS](#) et [SPICA-FT](#). Mais un intérêt a finalement émergé pour envisager de rendre optimale l'observation simultanée avec les instruments [SPICA-VIS](#), [SPICA-FT](#) et [MYSTIC](#). Pour cette raison, l'étude a découlé sur l'installation d'une solution à deux étages de [LDC](#), optimale en terme de transmission et de minimisation de la dispersion sur cette large bande dans les contraintes imposées par l'espace disponible dans le laboratoire de [CHARA](#). Un premier étage, les [MLDC](#), est placé dans le chemin optique de tous les instruments avant les premières lames séparatrices tandis qu'un deuxième étage, les [VLDC](#), n'intervient que dans le chemin optique visible. Après une comparaison de toutes les configurations permises par 340 verres différents, les deux étages de [LDC](#) utilisent le SF66. C'est en effet ce verre qui approche le mieux la dispersion de l'air dans les bandes visible et proche infrarouge tout en conservant une transmission élevée sur toute la bande spectrale concernée. La solution a été validée lors du commissioning d'Octobre 2022 en maintenant faible, pendant plusieurs minutes, la dispersion sur toute la bande [LR](#) de [SPICA-VIS](#). Cependant, la transmission reste atténuée dans la bande K et je propose également une solution nominale dans laquelle les [MLDC](#) seraient remplacés par un étage de [IRLDC](#) placé dans le chemin optique des instruments infrarouges uniquement et composé d'un verre infrarouge tel que le ZnSe. Cette configuration n'est actuellement pas permise par l'encombrement dans le laboratoire focal de [CHARA](#) mais offrirait une transmission et visibilité instrumentale quasiment unitaire sur toute la bande spectrale.

Jusqu'à présent, les instruments hébergés par [CHARA](#) ne bénéficiaient que du cohérencage des télescopes. Ainsi, seules des poses sur des temps inférieurs à la cohérence atmosphérique étaient possibles, limitant la sensibilité des instruments. J'ai présenté dans le Chap. 5 le package Python [cophasIM](#), outil modulaire permettant de simuler le suivi de franges pour n'importe quelle configuration d'interféromètre, source et senseur de frange et au moyen de n'importe quelle logique de commande codée au préalable. Cet outil permet donc de tester une algorithmie de commande dans un langage simple comme Python, avant de l'implémenter dans le cerveau d'un suiveur de franges. Cette approche a été très utile pour le développement de [SPICA-FT](#), présenté en Chap. 6. Cet instrument est le premier suiveur de franges capable de maintenir avec un résidu inférieur à 150 nm rms les différences de marche entre les champs électromagnétiques sur [CHARA](#), ce qui fait de lui le premier [cophaseur](#) à six télescopes. Au-delà de ce succès, il prouve la force de la logique de commande développée pour le cophasage du [VLTI](#) par [GRAVITY-FT](#) (LACOUR et al., 2019) et adapté à la bande H pour [SPICA-FT](#). Le cophasage est essentiel pour permettre à [SPICA-VIS](#) d'atteindre les performances décrites précédemment. Le commissioning de [SPICA-FT](#) est toujours en cours et ne permet pas pour le moment de connaître les gammes de magnitudes et niveaux de cophasage qu'il atteindra quotidiennement mais il est certain qu'il améliorera les performances globales de tous les instruments opérant sur [CHARA](#).

Le simulateur [cophasIM](#) m'a pour finir permis de mener une étude sur la problématique du cophasage pour les futurs interféromètres impliquant davantage de télescopes que [CHARA](#). Présentée dans le Chap. 7, elle constitue la première comparaison de senseurs de franges pour le suivi de franges au regard de critères globaux sur les performances du cophasage. Grâce à ces simulations, la robustesse de la boucle apportée par la redondance des mesures, pressentie par l'expérience des suiveurs de franges actuels, est de nouveau mise en évidence. De ce fait, la magnitude limite d'un senseur de franges ne semble pas tant réduite par la répartition du flux entre les mesures que par le choix des bases sur lesquelles ces mesures sont faites. Cependant, cette étude non-exhaustive ne peut pas conclure définitivement sur l'impossibilité de n'utiliser que le minimum ou au contraire la totalité des bases pour l'estimation des corrections de pistons. Elle est une contribution supplémentaire pour éclairer ce choix et une invitation à poursuivre cette étude avec une amélioration de l'outil [cophasIM](#).

## 8.2 Perspectives

Il est clair qu'avec ses caractéristiques originales, le spectro-interféromètre [SPICA-VIS](#) va contribuer de façon importante à l'augmentation des connaissances en astrophysique, plus particulièrement concernant les étoiles et leurs exoplanètes. J'ai pu lors de ce doctorat être au cœur de la définition et de la mise en œuvre de cet instrument et de son suiveur de frange [SPICA-FT](#) qui ont mobilisé

une dizaine d'ingénieurs et chercheurs. La bourse Advanced Grant offerte par le [Conseil Européen de la Recherche \(ERC\)](#) au projet [ISSP](#) a récemment permis le recrutement de trois post-doctorants et un doctorant ainsi qu'au préalable deux ingénieurs de recherche. Un premier ingénieur de recherche, Pierre Geneslay, travaille aujourd'hui à l'amélioration de l'OA de CHARA, sur laquelle nous pensons pouvoir gagner plusieurs points de rapport de Strehl. Un second, David Salabert, développe les aspects logiciels pour la préparation et la gestion des observations. À l'issue de chaque observation, les données seront réduites et calibrées avant de compléter la base de données des observations déjà effectuées avec [SPICA-VIS](#) et celle du [Jean-Marie Mariotti Center \(JMMC\)](#) où est rassemblé l'ensemble des mesures de diamètres stellaires. Quant aux post-doctorants et doctorant, ils travailleront dès la fin de l'année 2022 sur les aspects décrits en [Sec. 2.2.1](#) grâce aux données produites par SPICA-VIS.

D'une certaine manière, SPICA-FT termine de prouver que la technique du cophasage est mûre pour sa généralisation à tous les interféromètres stellaires. Nous ne savons pas encore précisément les performances qu'atteindra SPICA-FT mais la technique a quoi qu'il en soit encore de nombreux champs d'amélioration possibles et de nombreuses questions ouvertes parmi lesquelles :

- Dans quels cas privilégier le *bootstrapping* spectral au suivi de franges à la longueur d'onde d'observation ?
- Comment gérer les sauts de frange qui dégradent les mesures lorsque celles-ci sont faites à une longueur d'onde différente ?
- Quel niveau de redondance des mesures d'OPD est nécessaire pour obtenir un cophasage performant ?
- Doit-on continuer de mesurer les OPD après filtrage spatial quitte à subir les défaillances de l'OA ?

[SPICA-FT](#) apportera une expérience supplémentaire utile pour dessiner les réponses à ces questions. D'autres philosophies de suivi de franges sont déjà aujourd'hui proposées, comme celles présentées en [Sec. 2.1.2](#). Le [Chap. 7](#) suggère que le contexte de l'observation, en particulier la résolution de l'objet par le spectro-interféromètre, ne peut pas être ignoré lors de la définition du senseur de franges. Le cophasage sur des objets brillants non résolus, ce qui est envisageable pour des FT hors-axe comme [GRAVITY-FT](#) ou au moyen d'un *bootstrapping* spectral important, impose certes des contraintes faibles sur le choix des bases utilisées pour la mesure. En revanche, pour des programmes d'observation axés sur l'imagerie d'objets tels que la surface d'étoiles ou les satellites géostationnaires, il faut s'attendre à une forte hétérogénéité entre les bases interférométriques, y compris pour le FT. La flexibilité des senseurs de franges peut alors être un avantage non négligeable et, à cet égard, les développements actuels et rapides de l'optique intégrée pourraient apporter de nouvelles possibilités très appropriées.

## Cinquième partie

### Annexes

# Annexe A

## A.1 Conditionnement de matrice - Propagation de bruit numérique

Pour déterminer les épaisseurs de milieux dispersifs minimisant la dispersion sur toute la bande spectrale de l'interféromètre, nous avons défini en Sec. 4.1.3 l'équation matricielle 4.13 qui, à partir d'un vecteur  $\mathbf{d}$  composé des covariances des lois de réfraction des milieux en présence et d'une matrice carrée  $\mathbf{M}$  inversible, calcule le vecteur  $\mathbf{x}$  des épaisseurs de ces milieux :

$$\mathbf{x} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{d}. \quad (\text{A.1})$$

Comme les milieux n'ont pas exactement la même loi de réfraction, les lignes de la matrice  $\mathbf{M}$  sont indépendantes et donc la matrice est inversible. Cependant, on relie cette propriété d'inversibilité d'une matrice à son conditionnement défini comme le rapport entre les valeurs propres (*eigen values*) maximale et minimale :

$$k = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}}. \quad (\text{A.2})$$

Le conditionnement est une information sur la propagation du bruit entre le vecteur  $\mathbf{d}$  et le vecteur  $\mathbf{x}$ . Plus le conditionnement est grand, plus le bruit se propage, dans les limites suivantes :

$$\frac{\|\Delta\mathbf{x}\|}{\|\mathbf{x}\|} \leq k \cdot \frac{\|\Delta\mathbf{d}\|}{\|\mathbf{d}\|}, \quad (\text{A.3})$$

où  $\Delta\mathbf{d}$  et  $\Delta\mathbf{x}$  sont respectivement l'écart à  $\mathbf{d}$ , due à l'imprécision numérique sur le *float* utilisé pour coder sa valeur exacte, et l'écart à la valeur exacte de  $\mathbf{x}$  qui résulte de la propagation du bruit.

Or à mesure que l'on considère peu de bandes spectrales, les lois de réfraction des différents milieux sont de moins en moins distinguables et le problème est de moins en moins bien conditionné, c'est-à-dire que  $k$  augmente. Il arrive alors que l'erreur relative sur  $\mathbf{d}$  soit trop grande par rapport à la précision recherchée sur le vecteur des épaisseurs  $\mathbf{x}$ , soit 1  $\mu\text{m}$ .

Prenons le cas particulier où l'on souhaite minimiser le retard de groupe sur les bandes H et R pour un fonctionnement de SPICA-VIS avec SPICA-FT. Le conditionnement de  $\mathbf{M}^{-1}$  est alors  $k = 1.7 \cdot 10^9$  et les quatre composantes du vecteur  $\mathbf{d}$  (issues des MDL, DDL, M-LDC et V-LDC) sont environ égales à  $1.6 \cdot 10^{10}$ . D'après l'Annexe A.2, la précision sur ces valeurs est donc  $\Delta d = 1.9 \cdot 10^{-6}$ , soit une erreur relative sur la norme  $\|\mathbf{d}\|$  :

$$\frac{\|\Delta\mathbf{d}\|}{\|\mathbf{d}\|} = \frac{3.8 \cdot 10^{-6}}{3.2 \cdot 10^{10}} \simeq 10^{-16} \quad (\text{A.4})$$

ce qui, en utilisant l'Eq. A.3 et en sachant que l'épaisseur des MDL est de l'ordre du retard géométrique introduit, soit  $x_1 \simeq 9 \cdot 10^7$ , nous donne l'erreur absolue maximale sur la norme du vecteur des épaisseurs  $\mathbf{x}$  :

$$\|\Delta\mathbf{x}\| \leq \|\mathbf{x}\| \cdot k \cdot \frac{\|\Delta\mathbf{d}\|}{\|\mathbf{d}\|} \simeq 10 \cdot 10^7 \cdot 10^9 \cdot 10^{-16} \simeq 10. \quad (\text{A.5})$$

L'erreur sur la norme de  $\mathbf{x}$  est donc inférieure à 10  $\mu\text{m}$ , ce qui signifie que les épaisseurs sont calculées avec une précision de cet ordre de grandeur. La conséquence principale est que le retard de

groupe dans chaque bande peut ne pas être exactement 0 mais quelques microns, comme on le voit sur la Fig. A.1a, alors même que les lignes à retard peuvent sans problème annuler un retard de groupe de quelques micromètres, comme c'est le cas sur la Fig. A.1b.

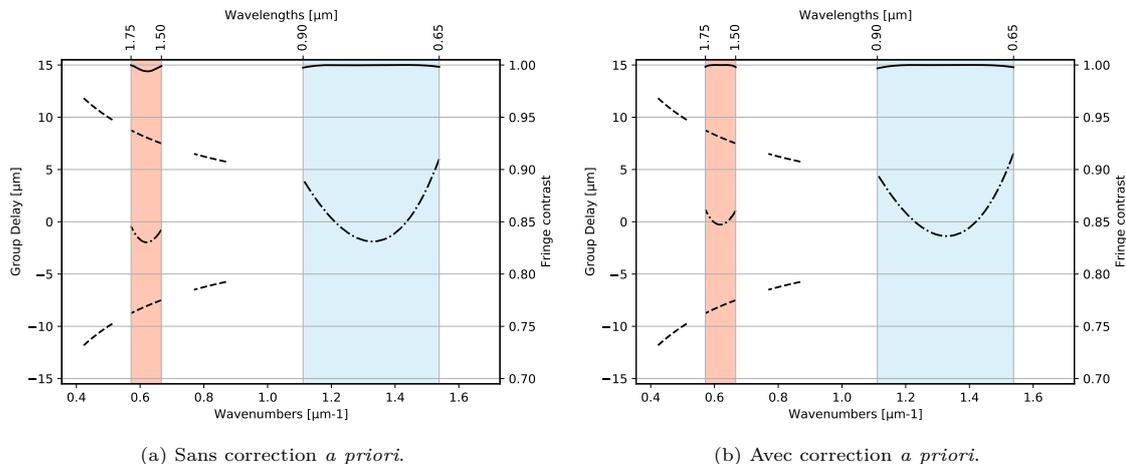


FIGURE A.1 – Résultat d’optimisation avec ou sans correction *a priori* permettant de mieux conditionner le problème d’inversion numérique. L’imprécision sur le calcul de vecteur d’épaisseur ne permet pas de converger vers un écart-type de retard de groupe suffisamment bas, le retard de groupe dans la bande H n’est pas nul alors que les DDL permettent cela. Sans correction *a priori*,  $\sigma_{gd} = 1.67$ . Avec correction *a priori*,  $\sigma_{gd} = 1.48$ .

## A.2 Précision numérique sur la valeur d’un *float*

Comme la grande majorité des machines informatiques, ma machine de 64 bits définit les nombres flottants en utilisant le standard *IEEE-754* (Tab. A.1) reposant sur la base 2 :

$$x = s \cdot a \cdot 2^e, \quad (\text{A.6})$$

où  $s$ ,  $a$  et  $e$  sont tels que

- le premier bit définit le signe  $s$  : + ou -,
- les onze bits suivant définissent l’exposant  $e$  : tous les entiers de 0 à 1024,
- les 52 derniers bits définissent la partie décimale de la mantisse  $a$  :  $a$  peut donc prendre  $2^{52}$  valeurs équi-réparties entre 1 et 2 exclu.

Sachant cela, on peut retrouver la précision sur n’importe quel nombre flottant. Prenons par exemple le nombre  $x = 1.6 \cdot 10^{10}$ . Ce nombre est compris entre  $2^{33}$  et  $2^{34}$ . La mantisse  $a$  permet de s’approcher au plus proche de sa valeur, cette mantisse étant codée sur 52 bits. Ainsi sur cette gamme de nombres flottants, les seules valeurs possibles sont  $2^{33}$  puis tous les nombres étant égaux à  $2^{33} + k \cdot \Delta x$  où  $k$  est un entier entre 1 et  $2^{52}$  et :

$$\Delta x = \frac{2^{34} - 2^{33}}{2^{52}} \simeq 1.9 \cdot 10^{-6} \quad (\text{A.7})$$

qui est donc la précision de codage de notre nombre  $x$ .

TABLE A.1 – Composition d’un nombre flottant codé sur 64 bits. Les 52 bits du binaire codent la partie décimale,  $b$ , de la mantisse  $a$ .

Fonction des bits	signe $s$	exposant $e$	mantisse $a$
Nombre de bits	1	11	52
Définition	+ ou -	$2^e$	1.b

### A.3 La boucle GD : correcteur proportionnel intégral utilisant un estimateur à moyenne glissante

Le GD est estimé à partir de la moyenne des PD sur les  $N_{gd}$  dernières images :

$$\Psi_{ij} = \langle \langle \Phi_{i,j,\lambda} \rangle_k - \langle \Phi_{i,j,\lambda} \rangle_k^* \rangle_\lambda = \langle \Delta_\lambda (\langle \Phi_{i,j,\lambda} \rangle_k) \rangle_\lambda \quad (\text{A.8})$$

où  $k = N_{GD}$  est le nombre d'estimateurs  $\Phi$  utilisés pour calculer  $\Psi$ .  $\Psi$  est ici exprimé en radians.

À la  $(n+1)^{\text{ème}}$  itération, l'estimateur GD peut s'écrire :

$$\Psi^{n+1} = \langle \Delta_\lambda \left( \frac{1}{k} \Phi_{i,j,\lambda}^{n+1} + \langle \Phi_{i,j,\lambda} \rangle_{n-k+1}^n - \frac{1}{k} \Phi_{i,j,\lambda}^{n-k+1} \right) \rangle_\lambda \quad (\text{A.9})$$

ce qui dans l'approximation

$$\Phi_{i,j,\lambda}^{n-k+1} \simeq \langle \Phi_{i,j,\lambda} \rangle_{n-k+1}^n \quad (\text{A.10})$$

peut être réécrit :

$$\Psi^{n+1} \simeq \frac{k-1}{k} \Psi^n + \frac{1}{k} \cdot \langle \Delta_\lambda (\Phi_{i,j,\lambda}^{n+1}) \rangle_\lambda \quad (\text{A.11})$$

La commande  $n+1$  de la boucle GD, avec un gain  $G$ , est donc finalement :

$$u_{GD,n+1} \simeq u_{GD,n} + G \frac{k-1}{k} \Psi^n + \frac{G}{k} \langle \Delta_\lambda (\Phi_{i,j,\lambda}^{n+1}) \rangle_\lambda \quad (\text{A.12})$$

où seul le dernier terme contient l'information sur l'erreur récente et contribue avec  $k-1$  fois moins de poids que la valeur de GD  $\Psi^n$  calculé à la trame précédente.  $k$  permet donc d'ajuster la confiance que l'asservissement doit avoir en la dernière erreur mesurée lorsque la nouvelle commande est calculée.

En contrepartie, la prise en compte de l'erreur est retardée d'un facteur qui augmente avec  $k$ . C'est ce qu'illustre la Fig. A.2 sur laquelle la réponse impulsionnelle de la boucle GD basée sur l'estimateur à moyenne glissante de paramètre  $k$  est comparée à un correcteur proportionnel intégral retardé de  $\tau = k/2$ .

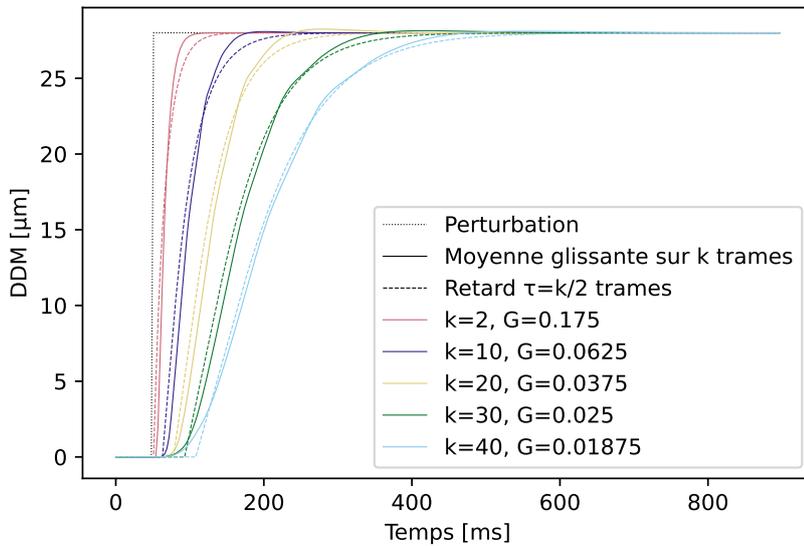


FIGURE A.2 – Comparaison de la réponse impulsionnelle de la boucle GD avec moyenne glissante de facteur  $k$  avec celle d'un correcteur proportionnel intégral retardé de  $k/2$ .

## A.4 Variance de l'argument d'un phaseur

Nous souhaitons connaître la variance de la phase estimée par modulation ABCD d'un phaseur  $\Gamma$  de parties réelle  $C$  et imaginaire  $S$  dont les erreurs (écarts à la valeur attendue) sont  $c$  et  $s$ , de variances  $\text{Var}\{c\}$  et  $\text{Var}\{s\}$  (cf Fig. A.3).

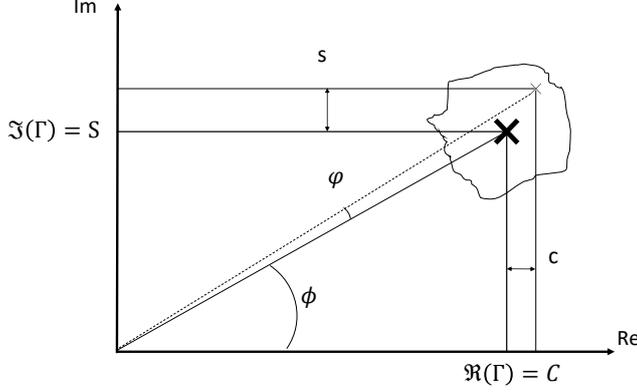


Figure A.3 – Estimation de la phase  $\Phi$  du phaseur  $\Gamma$  dont les parties réelle et imaginaire sont des variables aléatoires suivant une loi normale d'écart-type  $c$  et  $s$

La phase attendue de  $\Gamma$  est :

$$\Phi = \tan^{-1}(S/C) \quad (\text{A.13})$$

En présence d'erreurs  $c$  et  $s$  sur l'estimation de  $S$  et  $C$ , l'équation A.13 donne donc une erreur d'estimation  $\varphi$  sur la phase telle que :

$$\Phi + \varphi = \tan^{-1}\left(\frac{S+s}{C+c}\right) \quad (\text{A.14})$$

D'après LARKIN et OREB (1993), on obtient à partir de cette équation :

$$\tan \varphi \simeq \frac{s \cos \Phi - c \sin \Phi}{|\Gamma| + c \cos \Phi + s \sin \Phi} \quad (\text{A.15})$$

En faisant l'hypothèse que l'erreur de mesure est faible devant 1 rad et que les erreurs  $s$  et  $c$  sont faibles devant  $|\Gamma|$ , l'Eq. A.15 peut se réécrire :

$$\begin{aligned} |\Gamma| \varphi &\simeq (s \cos \Phi - c \sin \Phi) \left(1 - \frac{c}{|\Gamma|} \cos \Phi - \frac{s}{|\Gamma|} \sin \Phi\right) \\ &\simeq s \cos \Phi - c \sin \Phi - \frac{sc}{|\Gamma|} \cos 2\Phi + \frac{c^2 - s^2}{|\Gamma|} \sin 2\Phi \end{aligned}$$

Or :

- les erreurs  $s$  et  $c$  sont de moyenne nulle par définition,
- la moyenne du produit  $sc$  est nulle dans le cas d'une modulation ABCD où les quadratures  $C$  et  $S$  sont parfaitement orthogonales.
- les moyennes de  $s^2$  et  $c^2$  sont égales dans le cas d'une modulation ABCD où les quadratures sont parfaitement orthogonales et équilibrées en amplitude.

Cela implique que l'estimateur de phase  $\varphi$  n'est pas biaisé car

$$\langle |\Gamma| \varphi \rangle \simeq 0$$

ainsi que, à l'aide d'un développement limité,

$$(|\Gamma| \varphi)^2 \simeq \frac{c^2 + s^2}{2}.$$

Ce qui permet d'exprimer la variance de l'estimateur de phase :

$$\text{Var}[\Phi] = \frac{\text{Var}\{c\} + \text{Var}\{s\}}{2|\Gamma|^2} \quad (\text{A.16})$$

## A.5 Propagation optique dans un spectro-interféromètre fibré

### A.5.1 Faisceaux gaussiens

Les fibres monomodes sont utilisées dans un spectro-interféromètre pour leur propriété de filtrage spatial : un champ électromagnétique quel qu'il soit ressort d'une fibre monomode suffisamment longue sous la forme d'un champs gaussien. Une fibre optique monomode est généralement caractérisée par le fabricant par son ouverture numérique et le rayon de son premier mode gaussien  $\omega_0$  à une longueur d'onde donnée. L'ouverture numérique est déterminée par les indices optiques  $n_c$  du coeur et  $n_g$  de la gaine de la fibre :

$$ON_{fibre} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (\text{A.17})$$

L'ouverture numérique d'une fibre définit son cône d'acceptance, c'est-à-dire l'angle maximal au-delà duquel un rayon ne sera pas guidé par la fibre, c'est pour cela qu'il donne une bonne idée de l'ouverture du faisceau émergeant de la fibre. En revanche, le rayon du premier mode gaussien a une signification plus physique qui détermine la distribution du champs électromagnétique à la sortie de la fibre. En effet, le module de l'amplitude de ce champ peut s'exprimer en fonction de la distance  $z$  au plan de sortie de la fibre et de la distance radiale à l'axe optique  $\rho$  :

$$E(\rho, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\left(\frac{\rho}{\omega(z)}\right)^2} \quad (\text{A.18})$$

où :

- $E_0 = E(0, 0)$ ,
- $\omega_0 = 2.25 \mu\text{m}$  est le rayon du premier mode gaussien de la fibre dans son plan de sortie, aussi appelé *waist*, soit la distance radiale à laquelle l'intensité du champs est environ 13.5% de l'intensité sur l'axe optique,  $\omega(z)$  est le premier mode gaussien du champs à la distance  $z$ .

On associe à ce champ électromagnétique la distance de Rayleigh  $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$  qui permet d'exprimer le premier mode gaussien du champ à la distance  $z$  :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (\text{A.19})$$

Dans l'approximation de Rayleigh  $z \gg z_R$ , on peut ainsi exprimer l'angle du premier mode gaussien du champs électromagnétique :

$$\theta_0 = \frac{\lambda\pi}{\omega_0} \quad (\text{A.20})$$

qui est donc l'angle du faisceau diffracté pour lequel l'intensité est égale à  $1/e^2 \simeq 13.5\%$  et dont le cône qu'il définit contient  $\sim 91\%$  de l'énergie totale.

Dans le cas de fibres monomodes dans le visible, pour lequel  $\omega_0$  ne fait que quelques micromètres, la distance de Rayleigh est de quelques dizaines de micromètres. On peut donc quasiment toujours se placer dans le cadre de cette approximation lorsque l'on étudie la distribution d'énergie d'un faisceau en sortie de fibre monomode dans le visible.

Plusieurs angles caractérisent un champ électromagnétique gaussien et il est intéressant de noter les relations entre eux. Ils sont schématisés sur la Fig. A.4. Ainsi on distingue :

- le demi-angle du premier mode gaussien :  $\theta_0 = \lambda/\pi\omega_0$ ,
- le demi-angle de l'écart-type du faisceau gaussien :  $\theta_{rms} \sim 0.5\theta_0$ ,
- le demi-angle de la largeur à mi-hauteur :  $\theta_{fwhm/2} \sim 0.59\theta_0$
- le demi-angle dont le cône qu'il définit contient 95% de l'énergie totale :  $\theta_{95\%} \sim 1.224\theta_0$ .

On remarque en particulier que dans le cas des fibres optiques monomode utilisée sur SPICA-VIS,  $ON_{fibre} = 0.12 \simeq 1.346\theta_0$  donc cette ouverture numérique contient plus de 95% de l'énergie totale, c'est pourquoi cette valeur est considérée comme l'ouverture numérique de la fibre.

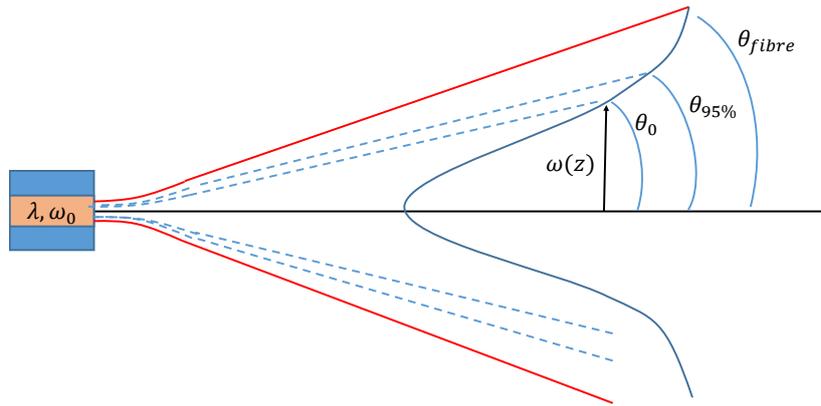


FIGURE A.4 – Différents rayons  $\omega$  et angles  $\theta$  caractéristiques d'un champs gaussien.

### A.5.2 Pourquoi utiliser des microlentilles à la sortie des fibres optiques ?

L'instrument SPICA-VIS utilise des microlentilles à la sortie de ses fibres optiques. Celles-ci réduisent l'ouverture des faisceaux qui est à l'origine de 0.12. C'est une ouverture encore tolérable pour des optiques convergentes, puisque cela correspond à une lentille de 2 pouces avec une focale de 200 mm. Nous allons voir qu'une autre raison rend nécessaire la réduction de l'ouverture numérique des faisceaux et que l'avantage que cela apporte sur le relâchement des contraintes de vignettage n'est qu'une externalité (très) positive.

Comme nous nous intéressons simplement à l'aspect interférométrique, nous allons ignorer ici la dispersion du spectro-interféromètre. De plus, sans perte de généralité, on considère seulement deux faisceaux d'entrée. Ainsi, je vais raisonner dans les lignes qui suivent avec un interféromètre à deux fibres d'entrée.

La pupille d'entrée de ce système est naturellement la juxtaposition des deux sorties de fibres optiques définie par l'angle du premier mode gaussien  $\theta_0$  de chaque fibre et leur éloignement  $b$ . Si l'on place une lentille convergente de focale  $f$  et diamètre  $D$  suffisamment grand pour ne pas vignetter les deux faisceaux, et que l'on positionne un détecteur au foyer image de cette lentille, on observera un système de franges d'interférence de période

$$T = \frac{\lambda f}{b} \quad (\text{A.21})$$

incrusté dans une enveloppe d'intensité gaussienne dont le rayon du premier mode gaussien est donné par  $\omega = \theta_0 \cdot f$ , ce qui on le rappelle délimite la surface au sein de laquelle est concentrée 91% de l'énergie totale. Ainsi, on peut exprimer le rapport entre  $\omega$  et  $T$  :

$$\frac{\omega}{T} = \frac{\theta_0 b}{\lambda} \quad (\text{A.22})$$

qui pour  $\theta_0 = 0.12$ ,  $b = 1 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.75 \text{ }\mu\text{m}$ , donne  $\omega/T = 160$ . Or la mesure de la visibilité des franges d'interférence ne nécessite qu'une petite dizaine de périodes de franges, voire moins, pour être effectuée. Au-delà, il s'agit d'un étalement inutile de l'énergie qui ne peut que contribuer à une perte de signal-à-bruit sur la mesure. Il faut donc réduire ce rapport, disons d'un rapport 16, ce qui peut se faire de trois manières (les valeurs modifiées sont calculées toutes choses égales par ailleurs) :

- Réduire  $b$  à la valeur de  $63 \text{ }\mu\text{m}$ . Les fibres optiques monomodes faisant un diamètre supérieur à  $100 \text{ }\mu\text{m}$ , cela nécessite de remplacer ces sorties de fibres par un circuit en optique intégré comme celui de SPICA-FT. C'est faisable.
- Augmenter  $\lambda$  d'un facteur 16, faisant passer l'instrument dans le domaine de l'infrarouge lointain, sans parler de la difficulté à réaliser un tel procédé non linéaire.
- Réduire  $\theta_0$  à la valeur de 0.008 environ. Cette solution nécessite de placer des lentilles devant chaque sortie de fibres. Pour atteindre 0.008, la focale de ces microlentilles doit être de  $403 \text{ }\mu\text{m}$ . C'est faisable.

Par rapport à la solution employant un PIC pour configurer la pupille convenable, la solution employant les microlentilles revêt un second avantage qui est justement la réduction de l'ouverture numérique des faisceaux. En effet, une ouverture plus petite relâche les contraintes de vignettage pour le système et permet l'usage d'optiques moins ouvertes avec donc moins d'aberrations optiques (à commencer par les aberrations sphériques).

C'est donc en général la "collimation" avec les microlentilles qui est choisie et c'est le cas dans le spectro-interféromètre SPICA-VIS. On parle de collimation mais ce n'en est pas une à strictement parler car les faisceaux sont très étroits dans le plan des microlentilles (une centaine de micromètres), la diffraction est donc encore forte et il s'agit donc bien plutôt d'une réduction de son ouverture pour son adaptation à l'ouverture du système qu'elles alimentent.

## A.6 Construction des V2PM et P2VM du PIC SPICA-FT

Je note ici la procédure de calibration de la V2PM du PIC de SPICA-FT :

1. Avant de commencer la mesure des répartitions des photométries et des déphasages, maximiser l'injection des champ électromagnétiques dans les six entrées du PIC grâce à la platine six axes sur laquelle est monté le Vgroove portant les six fibres optiques à l'interface avec le PIC.
2. Mesurer la répartition des photométries entre les 60 sorties en éclairant tour à tour le PIC avec un seul faisceau et en mesurant l'intensité des 60 sorties.
3. Il faut ensuite connaître les déphasages entre chaque points de modulation ABCD :
  - (a) Régler les OPD des 5 bases indépendantes 12, 13, 14, 15, 16 le plus proche de 0 (pour chaque quadruplet de points, il faut deux intensités maximales et deux intensités minimales).
  - (b) Moduler tour à tour les champs électromagnétiques 2,3,4,5 et 6 par une fonction rampe appliquée aux moteurs piezoélectriques en enregistrant les variations d'intensités sinusoïdales sur les points ABCD des bases concernées.
  - (c) Comparer cette sinusoïde à une fonction  $f(x, a, b, c) = a \cdot \cos x + b \cdot \sin x + c$  pour obtenir par moindre carré les valeurs de  $a$ ,  $b$  et  $c$ .
  - (d) Les déphasages sont donnés par  $\Delta\Phi = \arctan b/a$  et les visibilité absolues  $V = \sqrt{(a^2 + b^2)}/c$ . Nous avons remarqué qu'il ne fallait pas s'éloigner trop de l'OPD nulle car les crosstalks font alors apparaître fortement des interférences parasites.
4. Coder alors dans la V2PM les déphasages mesurés en faisant deux hypothèses :
  - Référence A=0 pour les 5 bases indépendantes  $ij$ .
  - Les six entrées sont parfaitement cophasées. Ainsi, la configuration des six entrées est codée dans la V2PM et correspond à la configuration dite "OPD nulles".

La pseudo-inverse de la V2PM, soit la P2VM, est obtenue par décomposition en valeurs singulières. Cette décomposition permet aussi d'estimer le conditionnement de la P2VM qui nous renseigne sur sa capacité à estimer les 36 intensités mutuelles de manière juste et précise à partir des 60 intensités mesurées.

## A.7 Coïncidence du GD nul avec un PD nul

Dans la Sec. 6.7, j'explique qu'il peut être intéressant de faire correspondre le "zéro" du GD avec un "zéro" du PD. En reprenant le formalisme du Chap. 4, je note  $\sigma$  le nombre d'onde et j'introduis un ensemble de  $N$  milieux dans les deux bras d'un interféromètre stellaire à deux télescopes. J'associe à chaque milieu une différence d'épaisseur entre les deux bras  $x_i$ , un indice  $n_i$ , un indice de groupe  $n_{g,i}$  qui pour rappel est relié à  $n_i$  et sa dérivée (par rapport à  $\sigma$ )  $n'_i$  par l'Eq. 4.4. Ainsi, le PD s'exprime

$$\Phi(\sigma) = 2\pi\sigma \sum_{i=1}^N x_i n_i \quad (\text{A.23})$$

et le GD

$$\Psi(\sigma) = 2\pi\sigma \sum_{i=1}^N x_i n_{g,i} \quad (\text{A.24})$$

Annuler les deux estimateurs de PD et GD au nombre d'onde  $\sigma$  revient à ce que les PD et GD vérifient le système d'équation :

$$\begin{cases} \Phi(\sigma_0) = 2k\pi, k \in \mathbb{N} \\ \Psi(\sigma_0) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

On suppose que l'on a pour cela la possibilité de modifier l'épaisseur d'un unique milieu, le LDC. Je note l'épaisseur de ce milieu  $e$  et réfère à ses propriétés optiques par l'indice 1. L'objectif est donc de déterminer l'épaisseur  $e$  qui résout le système A.25. Je l'isole donc des autres milieux :

$$\begin{cases} \sigma e n_1 = k - \sigma \sum_{i=2}^N x_i n_i \\ \sigma e n_{g,1} = -\sigma \sum_{i=2}^N x_i n_{g,i} \end{cases} \quad (\text{A.26})$$

L'ensemble des solutions à ce système sont celles qui vérifient l'équation :

$$\sigma^2 e n'_1 - \sigma \sum_{i=2}^N x_i n_i + k = -\sigma \sum_{i=2}^N x_i n_{g,i} \quad (\text{A.27})$$

soit encore :

$$e = -\sum_{i=2}^N \frac{x_i n'_i}{n'_1} - \frac{k}{\sigma^2 n'_1}. \quad (\text{A.28})$$

Par conséquent, les épaisseurs permettant de faire coïncider le "zéro" du GD avec un "zéro" du PD surviennent pour un nombre discret d'épaisseurs dont les valeurs sont séparées de :

$$\Delta e = \frac{1}{\sigma^2 n'_1} \quad (\text{A.29})$$

Pour le SF66 utilisé sur CHARA, cet intervalle est environ égal à 63  $\mu\text{m}$ .

## Annexe B

# Publication en tant que co-auteur

B.1 CHARA/SPICA : a 6-telescope visible instrument for the CHARA array.

# CHARA/SPICA: a 6-telescope visible instrument for the CHARA Array

Denis Mourard<sup>a</sup>, Philippe Berio<sup>a</sup>, Cyril Pannetier<sup>a</sup>, Nicolas Nardetto<sup>a</sup>, Fatme Allouche<sup>a</sup>, Christophe Bailet<sup>a</sup>, Julien Dejonghe<sup>a</sup>, Pierre Geneslay<sup>a</sup>, Estelle Jacqmart<sup>a</sup>, Stéphane Lagarde<sup>a</sup>, Daniel Lecron<sup>a</sup>, Frédéric Morand<sup>a</sup>, Sylvain Rousseau<sup>a</sup>, David Salabert<sup>a</sup>, Alain Spang<sup>a</sup>, Simon Albrecht<sup>b</sup>, Narsireddy Anugu<sup>c</sup>, Laurent Bourges<sup>d</sup>, Theo A. ten Brummelaar<sup>c</sup>, Orlagh Creevey<sup>a</sup>, Sebastien Deheuvels<sup>e</sup>, Armando Domiciano de Souza<sup>a</sup>, Doug Gies<sup>c</sup>, Roxanne Ligi<sup>a</sup>, Guillaume Mella<sup>d</sup>, Karine Perraut<sup>f</sup>, Gail Schaefer<sup>c</sup>, and Markus Wittkowski<sup>g</sup>

<sup>a</sup>Laboratoire Lagrange, Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice, France

<sup>b</sup>Aarhus Univ. (Denmark)

<sup>c</sup>CHARA Array, Georgia State University, Atlanta, GA 30302, USA

<sup>d</sup>Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IRD, INRAE, Météo France, OSUG, 38000 Grenoble, France

<sup>e</sup>Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

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

<sup>g</sup>European Southern Observatory (Germany)

## ABSTRACT

With a possible angular resolution down to 0.1-0.2 millisecond of arc using the 330 m baselines and the access to the 600-900 nm spectral domain, the CHARA Array is ideally configured for focusing on precise and accurate fundamental parameters of stars. CHARA/SPICA (Stellar Parameters and Images with a Cophased Array) aims at performing a large survey of stars all over the Hertzsprung-Russell diagram. This survey will also study the effects of the different kinds of variability and surface structure on the reliability of the extracted fundamental parameters. New surface-brightness-colour relations will be extracted from this survey, for general purposes on distance determination and the characterization of faint stars. SPICA is made of a visible 6T fibered instrument and of a near-infrared fringe sensor. In this paper, we detail the science program and the main characteristics of SPICA-VIS. We present finally the initial performance obtained during the commissioning.

**Keywords:** Interferometry, Fringe tracker

## 1. THE SCIENCE PERSPECTIVE OF CHARA/SPICA

Precise fundamental stellar parameters are the primary data required for an in-depth understanding of stellar evolution, interiors, and environments. With the progress of stellar physics and the prospects of ground facilities or space missions, it is critical to improve the accuracy, and quantity of such data. The development of exoplanet and asteroseismology domains is demanding direct data to eliminate any bias in the parameters (Radius, Effective Temperature, gravity...) <sup>1</sup> Besides, the current tension on the Hubble constant is motivating new and precise direct determination of distance of the primary candles of the cosmic scales. <sup>2,3</sup> Many methods like asteroseismology, photometric transits of exoplanets, radial velocities, or Surface Brightness Colour relations (SBCR) are linked to the stellar radius. Usually estimated through models, its determination by coupling an optical interferometric measurement of the angular diameter and, for example, a *Gaia* parallax, is the best way to avoid any model dependence. Furthermore, characterizing any activity (limb darkening, rotation, winds, or binarity) is also mandatory, both for bias removal and for the required progress on stellar physics.

With this general framework in mind, we developed the idea of an Interferometric Survey of Stellar Parameters (ISSP) with about 1000 stars with a declination  $\delta > -30^\circ$  and a magnitude in the R band brighter than 8. The survey is built around four main scientific questions:

### **1.1 Radius and Effective Temperature of a large sample of exoplanet host stars ( $\approx 50$ stars)**

For this program we focus on known systems and especially transiting ones. In the exoplanet field, while efforts are focused on planet detection and characterization, knowledge of the star (radius, age, mass, activity) is mandatory to determine the parameters of the planet and understand the formation and evolution of exoplanetary systems.<sup>4</sup> CoRoT and Kepler have fulfilled their mission and brought an impressive number of transiting planet candidates, but the follow-up is difficult because of the faint magnitude of the stars. The next step is to go further and to detect less massive planets, possibly in the habitable zone, or to study in detail the atmospheric properties of larger planets. This can only be done on brighter targets and future missions are focusing precisely on these kinds of stars: TESS, CHEOPS, PLATO, and ARIEL. Precise determinations of radii, masses and ages of exoplanets have been already demonstrated but on a very small number of targets.<sup>5,6</sup> We plan to combine directly measured angular diameters with parallaxes and bolometric fluxes to extract the radius and the effective temperature. These quantities will also be used to constrain the evolutionary status of the systems and to derive their age. These estimations will permit us to improve the star-planet relationships, and to measure and unbiased the parameters of the planet. These topics are built on previous works but one of the most ambitious objectives of ISSP is to reach a sample large enough for statistical considerations, and with the precision required for the future PLATO targets, the overall goal being a unique contribution to the question of the existence of other habitable planets.

### **1.2 Observation of a large and homogeneous sample of asteroseismic and interferometric targets ( $\approx 300$ stars)**

This sample is focused on bright ( $V < 8$ ) F5-K7 spectral type sources (class V/IV and III), according to the PLATO mission selection. In recent years, photometric missions (WIRE, MOST, CoRoT, and Kepler) have been providing very long (weeks to years) nearly uninterrupted time series of pulsations in stars across the HR diagram, and for thousands of giant stars. While seismic data of the flux variations caused by pulsations have become available for a good sample of stars, independent measures of many radii have not been possible due to the small angular diameter of the stars and their faint magnitude. The limitation in exploiting this potential can be overcome by studying their nearby and bright counterparts, for which both angular diameters and seismic data (among other things) are accessible. This program will permit, among others, the absolute and direct calibration of the scaling relations used in asteroseismology. These relations are classically used to extract the radius and the mass from the frequency measurements. One of the main questions will be about the universality of these scaling relations or their fine structure (metallicity, luminosity class). Coupling interferometry and asteroseismology has brought critical advances to stellar modelling<sup>7,8</sup> and these programs should be extended to larger samples over a wider region of the HR diagram.

### **1.3 Calibration of new SBCR ( $\approx 300$ stars)**

The initial ISSP catalogue is constructed to allow the identification of stars presenting a very low level of activity. These stars will be used to calibrate new SBCR without the intrinsic bias that any activity could introduce. Our goal with the large and carefully selected sample of ISSP is to reach a precision and accuracy of 1-2% for the improvement of distance determination of eclipsing binaries in LMC,<sup>9-11</sup> SMC,<sup>?</sup> M31 and M33. and to the faint targets of PLATO.<sup>1</sup> The size and diversity of the survey should, in principle, permit us to differentiate the SBCR as a function of luminosity class and metallicity.<sup>12-14</sup> Direct imaging of stellar surfaces by long baseline optical interferometry has also started to bring the required information on activity markers. For signal to noise reasons, it is however limited to bright and stars with large enough angular diameters. In this domain, our ambition is primarily oriented toward the identification and characterization of the departures, in the interferometric data, from the simple uniform disk model: limb darkening, fast rotation, multiplicity, spots, or environments. These direct constraints are mandatory to correctly disentangle stellar noise in planet detection and characterization, to improve the accuracy and precision in the SBCR, and finally to improve the stellar models. Complementary homogeneous photometric (in particular in the infrared) and spectroscopic data will be mandatory. The impact of these new SBCR for the question of distance estimations in the Universe is critical. This part of the ISSP survey

is closely coordinated with the Araucaria Project <sup>\*</sup>, whose purpose is to provide an improved local calibration of the extragalactic distance scale out to distances of a few megaparsecs *gieren05<sub>messenger</sub>*.

#### 1.4 Markers of activity through intensity profile and surface structure ( $\approx 350$ stars)

This sample is dedicated to the direct measurement of the intensity profile, either by empirical limb-darkening laws, or directly by MARCS or 3D Stagger intensity profile adjustments. This will improve the elimination of bias or uncertainties in the transit analysis for systems where both photometric and interferometric measurements are possible. This unique and large survey will also permit us to sample a wide variety of spectral types and luminosity classes and to establish actual limb darkening profiles to be used for faint stars. This study of limb darkening will be extended to more complex activity markers like fast rotation, and multiplicity or circumstellar environment. These characterizations by imaging will permit us to disentangle the effects of these physical processes in the determination of the angular diameter with a direct impact in the calibration and the future use of the SBCR relations.<sup>15</sup> We are also expecting that these measures will directly aid progress towards a better understanding of the physics of stars and their atmospheres.

Dwarfs		Challouf			Salsi-1			Salsi-2			Giants	Challouf			Salsi-1			Salsi-2		
SpTy	O	B0	A0	F5	G7	K4	M0	M3	M4	SpTy	O	B0	A0	F5	G7	K4	M0	M3	M4	
V // V-K	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	V // V-K	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	
0	0.10	1.00	3.35	6.28	11.82	22.25	39.94	70.70	125.14	0	0.24	1.09	3.16	6.72	11.79	20.68	36.41	62.26	106.46	
1	0.06	0.63	2.11	3.96	7.46	14.04	25.20	44.61	78.96	1	0.15	0.69	1.99	4.24	7.44	13.05	22.97	39.28	67.17	
2	0.04	0.40	1.33	2.50	4.71	8.86	15.90	28.14	49.82	2	0.10	0.44	1.26	2.68	4.69	8.23	14.49	24.79	42.38	
3	0.02	0.25	0.84	1.58	2.97	5.59	10.03	17.76	31.43	3	0.06	0.27	0.79	1.69	2.96	5.20	9.15	15.64	26.74	
4	0.02	0.16	0.53	0.99	1.87	3.53	6.33	11.20	19.83	4	0.04	0.17	0.50	1.07	1.87	3.28	5.77	9.87	16.87	
5	0.01	0.10	0.33	0.63	1.18	2.23	3.99	7.07	12.51	5	0.02	0.11	0.32	0.67	1.18	2.07	3.64	6.23	10.65	
6	0.01	0.06	0.21	0.40	0.75	1.40	2.52	4.46	7.90	6	0.02	0.07	0.20	0.42	0.74	1.30	2.30	3.93	6.72	
7	0.00	0.04	0.13	0.25	0.47	0.89	1.59	2.81	4.98	7	0.01	0.04	0.13	0.27	0.47	0.82	1.45	2.48	4.24	
8	0.00	0.03	0.08	0.16	0.30	0.56	1.00	1.78	3.14	8	0.01	0.03	0.08	0.17	0.30	0.52	0.91	1.56	2.67	
9	0.00	0.02	0.05	0.10	0.19	0.35	0.63	1.12	1.98	9	0.00	0.02	0.05	0.11	0.19	0.33	0.58	0.99	1.69	
10	0.00	0.01	0.03	0.06	0.12	0.22	0.40	0.71	1.25	10	0.00	0.01	0.03	0.07	0.12	0.21	0.36	0.62	1.06	

Figure 1: Possible domains (in green) of observations of CHARA/SPICA for dwarfs (left column) and giants (right columns). The red boxes are out of reach whereas the orange ones represent the current limits. The value in each cell is an estimation of the angular diameter based on various SBCR relations.<sup>12,13,16</sup> The criterion is based on a 1% precision estimation of the stellar radius with an a-priori hypothesis on the limb-darkening (upper row) or without a-priori (lower row). In this last case, both the angular diameter and the intensity profile will be extracted.

#### 1.5 Additional programs and expected performance

To validate the possibility of such a large survey with a new 6-telescope visible instrument on the CHARA Array, we developed during the last years a technological program based on single mode fibers, EMCCD detectors, and optimization of the injection into single mode fibers after a partial adaptive optics correction.<sup>17</sup> This program has permitted us to validate a certain number of hypotheses on the SPICA performance, and we built a signal to noise ratio estimator derived from the FRIEND experiment<sup>17</sup> and adapted to the SPICA design. Based on this estimator and on numerical simulations performed with ASPRO2 and LitPro software<sup>†</sup> we predicted the possible

<sup>\*</sup>Araucaria project: <https://araucaria.camk.edu.pl/>

<sup>†</sup>Available at <http://www.jmmc.fr>

domain of operation of SPICA for dwarfs and giants, as a function of the V magnitude and of the (V-K) color index. The results are presented in Figure 1.

Even though the survey presented above constitutes just the core of the science objective of CHARA/SPICA, <sup>18,19</sup> the expected instrumental capabilities of the instrument will enable many other programs <sup>‡</sup>. Initially designed for high sensitivity and high precision measurements, the instrument offers three different spectral resolution (200, 4000, 13000) with spectral bands of 300, 90 and 30 nm, respectively.

The SPICA-VIS visible instrument and its science program have been designed to be accompanied by a fringe tracking capability with SPICA-FT (see Pannetier et al. this conference). To avoid long and expensive developments, it has been decided to develop, first, a dedicated integrated-optics combiner that is installed in front of the MIRC-X spectrograph and, second, to develop an optical path difference controller that enables a servo-loop for fringe stabilization on the main delay lines of CHARA. This development has opened the possibility of the simultaneous operation of SPICA and MIRC-X+MYSTIC<sup>20</sup> instrument. When this operational model is validated, simultaneous observations in R, J, H, and K band will be permitted.

## 2. DESIGN OF THE SPICA-VIS INSTRUMENT

### 2.1 SPICA spectrograph

The SPICA-VIS instrument is a fiber-fed spectrograph based on an EMCCD ANDOR Ixon888 detector (1024x1024 pixels of 13 $\mu$ m). The beams from the six CHARA telescopes are injected into single mode fibers, 1.2m long permitting an efficient spatial filtering. The six main fibers are linearly arranged in a V-groove in a non-redundant scheme, as shown in Fig. 2. At the output of the Vgroove, 10% of the light is reflected towards a photometric path and 90% transmitted for the interferometric path. The latter forms the dispersed fringes in an image plane on the detector, after an anamorphosis achieving a minimum of 3 pixels sampling on the longest internal baseline. The photometric path reimages and disperses the fiber’s output next to the interferogram on the detector for measuring the six photometric channels. The two paths use the same dispersive component so have the same spectral resolution. To achieve the science goals defined in Sect. 1, the spectrograph is composed of a low resolution prism, two gratings (medium and high resolution), and a mirror for a non-dispersed mode used for alignment purpose. The spectrograph is presented in Fig. 3. Fig. 4 presents an image on the detector in low resolution with the interferometric anamorphosed dispersed channel and the six dispersed photometric channels.

01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	
F	F	F	F	F					F			F	F	F		F	F	F	F	F	F						F	F	F	F	F	F	F	F	F
O	C	C	C	O					O			C	C	C		O	C	C	C	C	C						C	C	C	C	C	C	C	C	C
P	M	S	S	P					P			M	S	S		P	M	S	S	S	S						M	S	S	S	S	S	S	S	S
1	1	1	1	2					3			2	2	2		4	3	3	3	3	3						4	4	4	4	4	4	4	4	4

Figure 2: Presentation of the arrangement of the six main SPICA fibers (FOP1..FOP6) in the V-groove at the entrance of the spectrograph. 4 multimode fibers (FCM1..FCM4) are also used for the spectral sources, and 4 spare single mode fibers (FCS1..FCS4) are also used for alignment purposes.

### 2.2 SPICA injection table

To correctly feed the V-groove and the spectrograph with the six CHARA beams, a number of operations on each individual beam is necessary to optimize the level of injected light in the single mode fibers and to maximize the signal to noise ratio of the instrument. This is the role of the injection table.

First of all, a 6-way periscope device (see Fig. 6, left) permit to send the beams to the SPICA tables. The six collimated beams arriving from CHARA have to be controlled both in image and pupil planes (see Fig. 5). Automatic alignment systems are based on images of the stars or of the pupils of the telescopes, recorded on an IXON 897 Andor detector thanks to 10/90 beamsplitters. The control of the position of the images is done on

<sup>‡</sup>CHARA/SPICA website: <https://lagrange.oca.eu/fr/spica-project-overview>

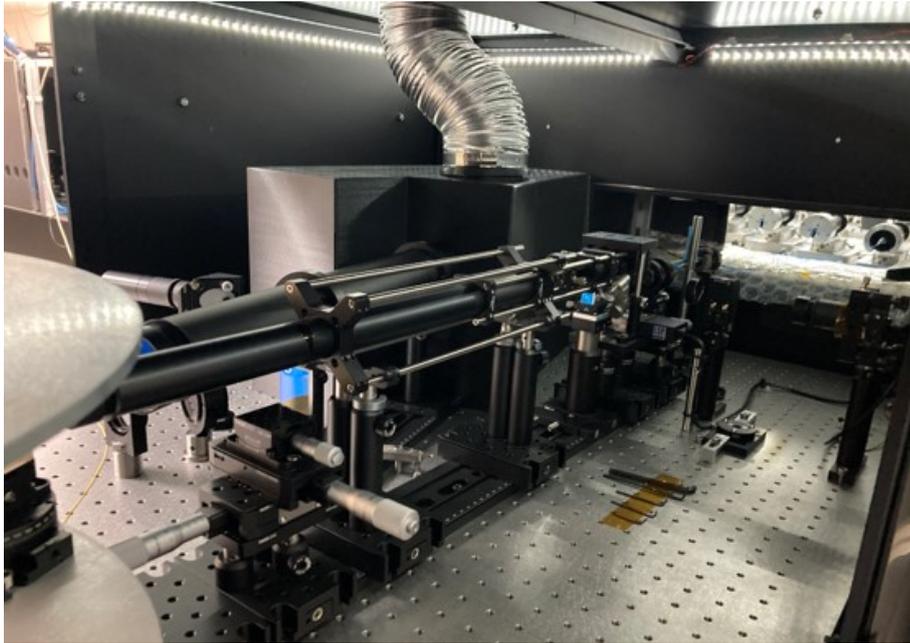


Figure 3: General view of the SPICA-VIS spectrograph. The dispersion mechanism is on the left, the light arriving from the right (the injection modules and the fibers in blue can be seen) through the optomechanical setup holding the anamorphosis system for the interferometric channel and the optics for the transport of the photometric channels. After dispersion, the light is sent by reflection to the detector (with its cooling system) through an optical chamber.

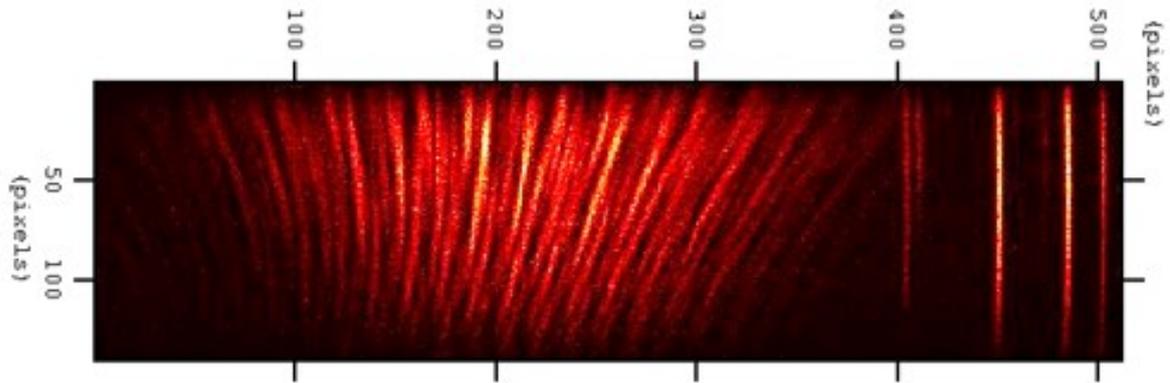


Figure 4: An image of the detector in low resolution mode, with the six dispersed photometric channels (from right to left) and the interferometric channel where the 6 beams interfere. The vertical direction is the wavelength from blue (down) to red (top).

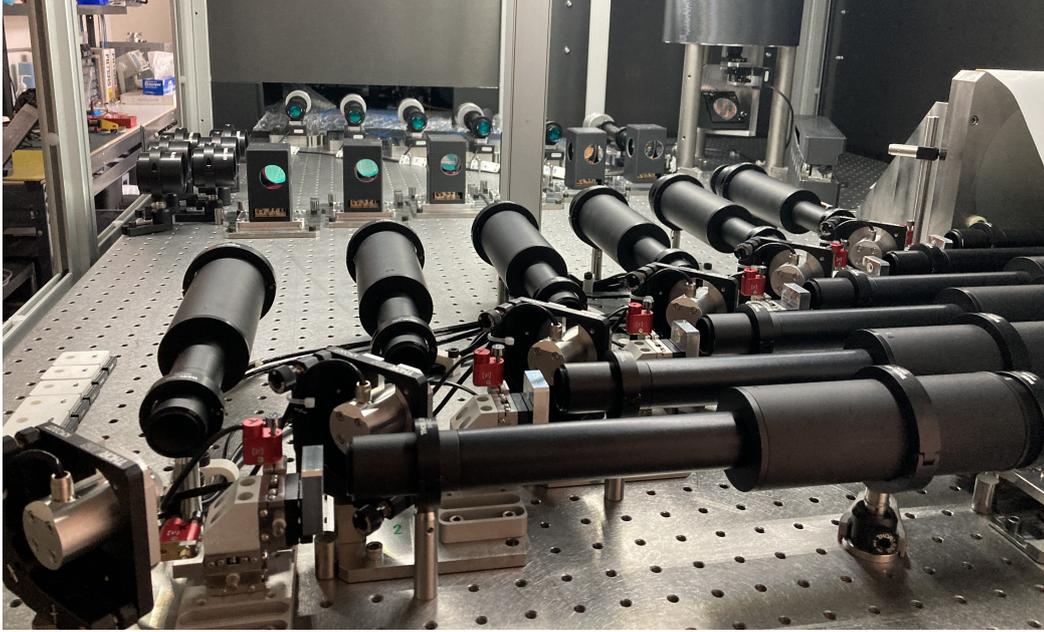


Figure 5: The SPICA-VIS injection table. The CHARA beams, arriving from the right on the image, are controlled in orientation and position to correctly feed the injection modules seen on top/left of the image. The control detector is seen on the upper-right part, whereas the beamsplitters and retroreflectors are seen in the middle and left part of the image. In the lower-left corner, one can see the fast tip/tilt mirror (PI company) of the beam 1, receiving the pupil plane reimaged by the field lens that is placed (with its motorizations) in the image plane at the exit of the imaging tube seen on the right. After the tip/tilt mirror, the second collimating tubes send the collimated beams to the injection modules and to the control detector.

the upper motorized mirrors of the periscope whereas the control of the position of the pupils is done through motorized field lenses installed in an intermediate image plane.

For the pupils a third longitudinal motorization permits a better conjugation of the pupil, projected after the image plane on a fast tip/tilt mirror. This fast tip/tilt mirror is controlled by the real-time analysis of the images on the detector and aims at perfectly stabilizing the corrected image at the entrance of the single mode fibers.

To perfectly feed the V-groove and thus the spectrograph, reference positions on the detector are regularly taken through the fiber-back-illumination device that sends laser light back into the fibers. These retro-beams are directed by the beamsplitters and sent back to the detector thanks to retro-reflectors.

With the injection in single mode fibers, it is important to compensate for the potential differential birefringence of the fibers. This is done through a plate of polarized crystal that can be smoothly tilted, permitting us to change the polarized delays after the plate in order to match the default of a pair of fibers.<sup>17,21</sup> Each beam is equipped with this device, one being considered as reference and which is not rotating (see Fig. 6, right).

Finally, because SPICA is being operated over a spectral band of 300nm in the visible, it is necessary to compensate for the atmospheric refraction for optimizing the injection of light over this large spectral domain. Each beam is thus equipped with an atmospheric dispersion compensator made of two rotating prisms to generate a prism of variable angle. Both prisms rotate in order to follow the field rotation of the CHARA telescopes (see Fig. 6, left).

During the development of the SPICA project we also decided to improve the longitudinal dispersion compensation of CHARA to optimize the interferometer as a whole, to enable routine operation of the different instruments from R to JHK bands. This work has been already published.<sup>22</sup>

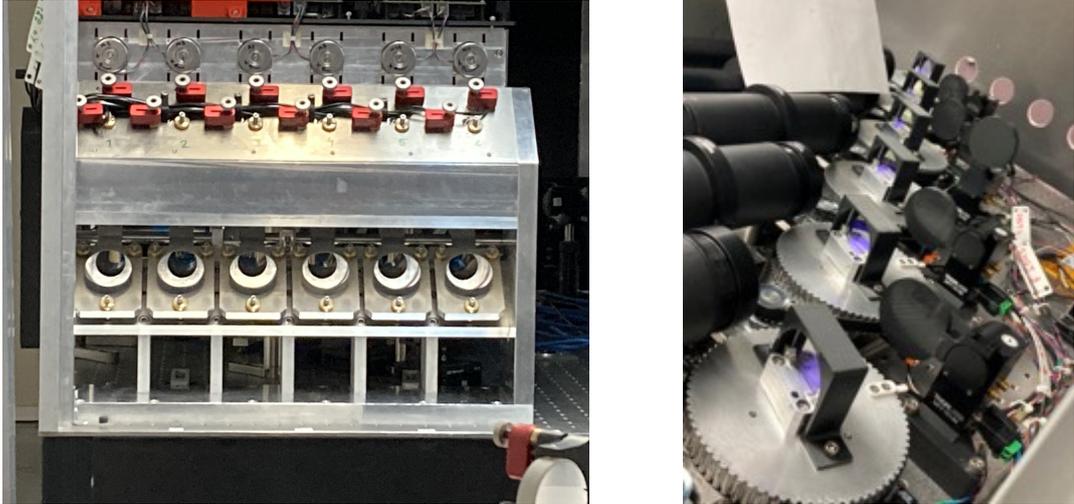


Figure 6: In this figure, we see the movable periscope (the 6 bottom mirrors are motorized as a block to permit to the CHARA reference laser to find its way). The 6 upper mirrors cannot be seen but are motorized with piezo actuators (in red). Above these actuators, one can see 6 motors permitting the rotation of the first prism of each ADC, the second one being on the opposite side of the module.

### 3. THE SPICA-VIS DATA FLOW

In parallel with the automation of the instrument and of its optimisation, we have developed a detailed model of the data flow for the management of the survey over many semesters of observation. This concerns successively the preparation of the observing programs, the night scheduling, the data reduction software and the quality control software, and the data archiving and referencing in the different databases (see Fig. 7). This model has been based on the principle that interferometric observations should be, at first, carefully validated for the quality of the survey. Secondly, we use the fact that the input catalog is larger than the final list of targets, so that we can optimize the night scheduling in terms of range of declination and hour angle during a single night, in order to support the stability of the transfer function and of the efficiency of the observations. The night scheduling is based also on an algorithm of priority, analyzing if a star appears in different programs, or if its observation has already been started. This tool will also be used to follow the coverage of the HR diagram and to take the necessary decisions if necessary.

The model is build around a database of observations which we have connected to the different classical tools developed on one side by the JMMC<sup>§</sup>, the french center for optical interferometry, and on the other side by the SPICA group. A schematic description of this work is presented in Fig. 7.

Based on the SPICA catalog, the Night Scheduling Software (NSS) is a graphical interface which allows the user to select a list of targets based on their observability in order to prepare an observing run. This selection of stars can be done using several criteria, such as the program names, the instrumental modes (uniform or limb-darkened diameter, imaging, or spectral resolution) and the CHARA instrumental set-up. Other filtering options associated to given instrumental modes are also available, such as the date of the observation or the required resolution. The user can also select stars based on a criteria indicating their priority to be observed. The NSS offers as well the possibility to make a selection based on the declination and the magnitude. It also allows the user to choose calibrators (whose diameters are taken from the JSDC catalog<sup>¶</sup>). Once this selection done, it can be sent to the ASPRO2<sup>||</sup> software through the SAMP interoperability protocol as a VO table in

<sup>§</sup>JMMC: <http://www.jmmc.fr/>

<sup>¶</sup>JSDC: <https://www.jmmc.fr/jsdc>

<sup>||</sup>ASPRO2: <https://www.jmmc.fr/aspro2>

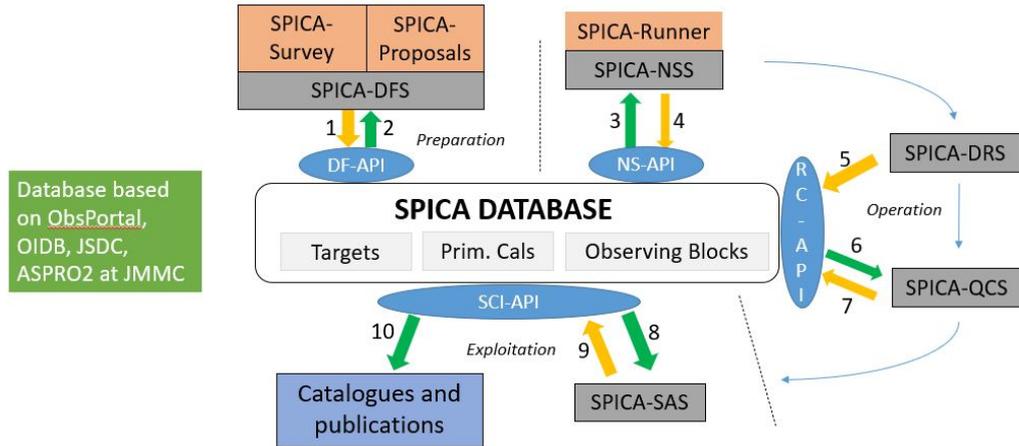


Figure 7: General presentation of the SPICA data flow, based on a central database interfaced to various tools for a global and efficient management of the SPICA observations.

order to finalize the preparation of the observing run. The UV coverages and models are available as well based on the SPICA catalog and can be retrieved using TAP/ADQL queries to follow VO concepts\*\*.

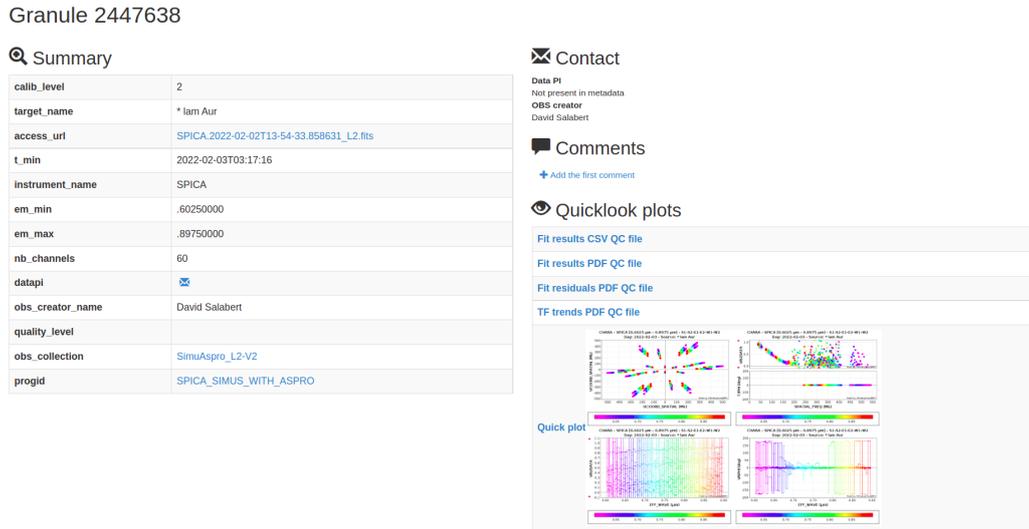


Figure 8: Example of the SPICA database seen through the OiDB interface in the case of a simulated target.

At the end of the night, once the raw data are reduced into L1 data by the Data Reduction Software (DRS), the Quality Control Software (QCS) computes the transfer functions and calibrates the L1 data into L2 data. It performs several tests to provide quality flags measuring the variability of the observed targets and updates the associated entries of the SPICA catalog. Data and ancillary files (transfer functions, quality checks, etc.) are then automatically submitted to the OiDB<sup>††</sup> and ObsPortal<sup>‡‡</sup> databases (Fig. 8).

Finally, the follow-up of the SPICA survey is done using the Data Feeding Software (DFS). The DFS checks for previous observations already in OiDB and allows each PI to consult and see the progression of his/her scientific

\*\*[https://www.ivoa.net/deployers/intro\\_o\\_v\\_o\\_c\\_concepts.html](https://www.ivoa.net/deployers/intro_o_v_o_c_concepts.html)

††OiDB: <http://oidb.jmmc.fr/index.html>

‡‡ObsPortal: <http://obs.jmmc.fr/>

program. The PIs can then check the quality of the new observations and the results from the QCS on OiDB, modify and update relevant fields from the SPICA catalog (e.g., the priority), and validate the observations or not.

All the developments linked to the SPICA database make an important use of the interoperability with the available JMMC softwares not only for the preparation of observations but also for the interpretation of the measurements.

## 4. FIRST RESULTS OF THE COMMISSIONING OF THE INSTRUMENT

### 4.1 Level of injection

One of the most critical aspects of the commissioning of SPICA has been to characterize the quality of the injection of the light into the single mode fibers. Knowing that SPICA is working behind an adaptive optics system not able to produce high Strehl ratio<sup>23</sup> in the visible, we decided<sup>19</sup> to help the injection by the addition of a fast tip/tilt mirror. During the commissioning we demonstrated that these tip/tilt stages are able to work at a frequency of 100Hz (currently limited by the USB readout mode of the ANDOR detector) up to magnitude 8. After these first tests, efforts have enabled a Camera Link readout mode and to increase the preamplifier gain of the detector to reach a frequency of 200Hz at magnitude 8. We observed different stars in different conditions for this purpose. In Fig. 9 we present the histograms of the flux with (red curves) or without (blue curves) the operation of the fast tip/tilt. The difference of improvement on the different beams is interpreted as a current limitation due to the static aberrations of some of the CHARA telescopes. A global effort is thus considered in the coming months to improve the image quality of the beams on one hand and to optimize the operation of the adaptive optics on the other hand.

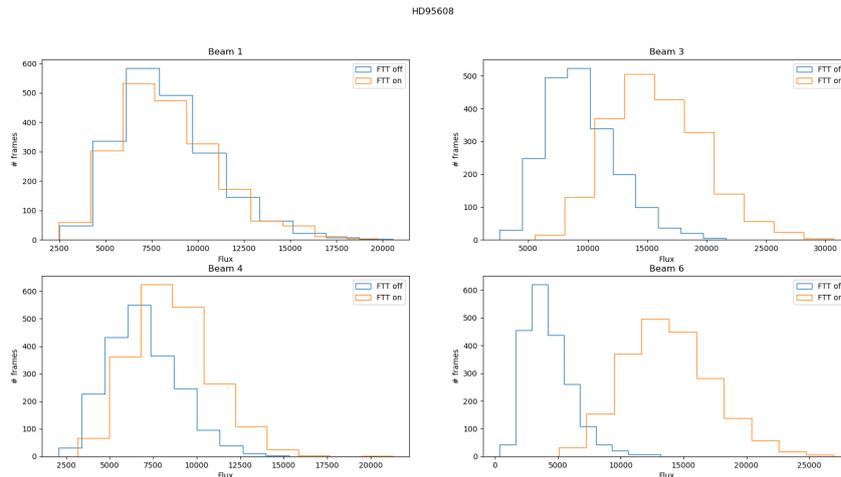


Figure 9: Observation of HD95608 ( $m_V = 4.4$ ): Histogram of the flux injected into the fibers (spectral band 645-900nm). Beams 2 (W2 without Adaptive optics) and 5 (S1 not available at the time of these observations) were closed.

From measurements on the Six-Telescope-Simulator of CHARA (STS), we have demonstrated that the injection modules offer a transmission level between 35 and 50% after a fine collimation of the beams. The difference among the beams is easily explained by static aberrations in some of the beams of the STS. This level of 50% is quite close from what has been expected after tests in laboratory. For improving this, we consider now the addition of a motorized translation stage for the perfect longitudinal positioning of the single mode fiber, as it appears that an adaptation of the focalization between the sky and the STS could be necessary, at a level not easily seen on the STS.

<https://amhra.oca.eu/AMHRA/index.htm>

## 4.2 Instrumental visibility and birefringence

As explained in Sec. 2.2, it is necessary to correct the difference of birefringence of the single mode fibers to optimize the instrumental visibility of SPICA. This process is done on the internal white light source of the STS, by pair of beams. The PDC module (Polarization Difference Compensator) on one beam is fixed, while the one on the other beams is slowly rotated to change the thickness of glass seen by the beam. This generates some changes in the optical path, different in the two polarizations. The resulting fringes exhibit therefore a variation of the instrumental visibility as a function of the position angle of the movable PDC. An example is presented in Fig. 10.

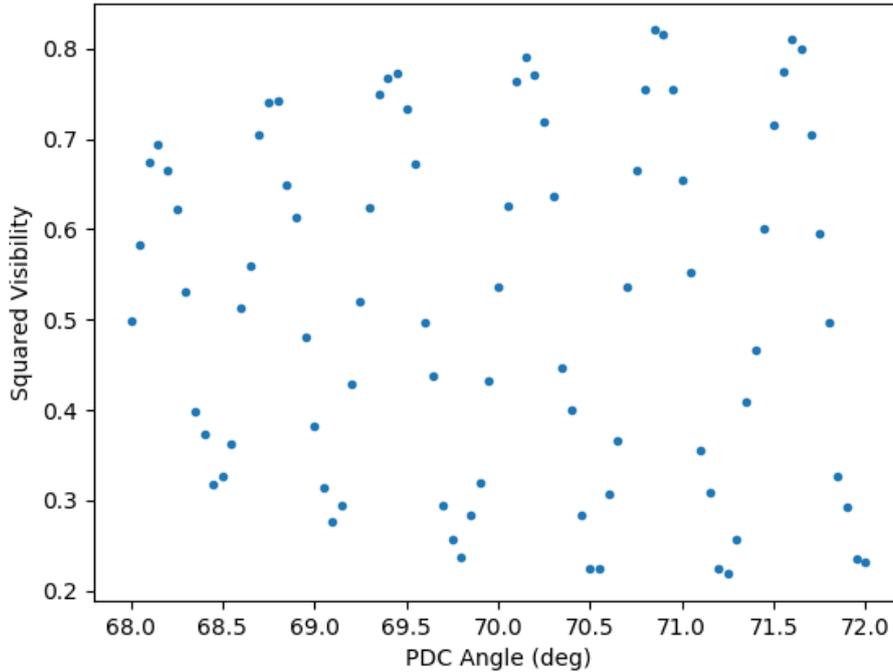


Figure 10: Evolution of the visibility of the baseline B1B2 when changing the position angle of the PDC on B2, while keeping the PDC on B1 fixed. The modulation is due to the change in the delay in one polarisation on B2. The maximum of visibility is obtained around  $70.8^\circ$ .

Thanks to these measurements, we have been able to set all the PDC to their best positions and to optimize the different instrumental visibilities, ranging now from 0.6 to 0.85. These values may still be optimized on sky. They could also depend on the exact spatial sampling of each individual system of fringes.

## 4.3 First fringes

During a few nights in June 2022, first SPICA-VIS fringes were found on different nights. The six telescopes of CHARA were maintained in coherence thanks to the MIRC-X group delay tracking facility, using the new fast communication channel with the optical path length equalizers (see Anugu et al., these proceedings). The initial setting of the SPICA-VIS internal delay lines was set on the STS fringes. Unfortunately, the optical path in the Visible and in the IR is different from going from STS to sky. Therefore it was necessary to scan, in low resolution mode for SPICA-VIS, by steps of  $20 \mu m$ , to find the visible fringes. S2S1 fringes (Beams 4 and 5) were found at  $\approx 300 \mu m$  from the IR position, whereas the W2W1 (Beams 2 and 3) fringes were found at  $\approx 3800 \mu m$ .

For this initial operation, we were using the main longitudinal dispersion compensation of CHARA, but the visible longitudinal dispersion compensation optics<sup>22</sup> were not active. They were just set at the position of their

minimal thickness, this one having been determined thanks to the minimization of the dispersion of the STS fringes.

In Fig. 11, we present a two-dimensional and a one-dimensional density power spectrum (DPS) of the fringes obtained on Deneb. The 1D-DPS presents the plot as a function of the spectral channel. In the same Figure, we present profiles of the DPS as a function of time, the so-called waterfall plot. This plot shows the stabilisation of the fringes and their detection on each individual frames.

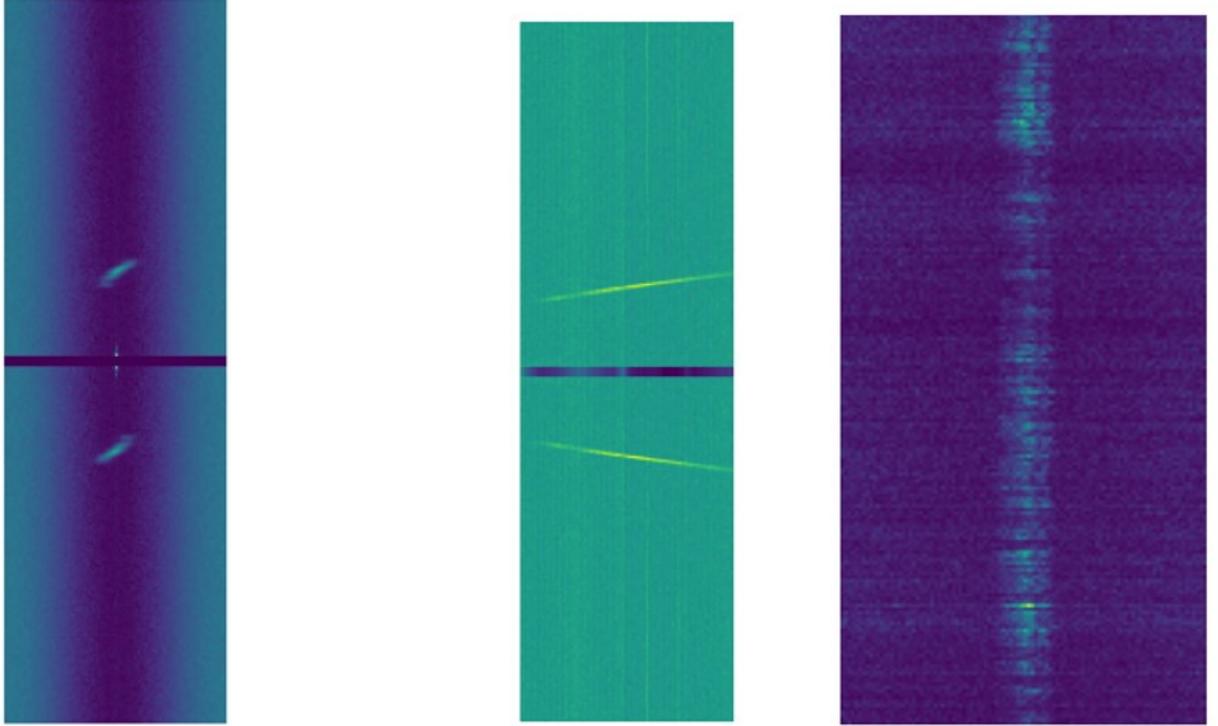


Figure 11: Deneb Observation: averaged 2D power spectrum of the interferograms (left) and averaged 1D power spectrum per spectral channel (Middle), Fringe waterfall (right). Fringes detected on the baseline S1S2.

In the coming months the SPICA and CHARA teams will be engaged to the continuation of this commissioning with the goal of demonstrating the science capabilities of SPICA-VIS and SPICA-FT on sky during the second 2022 CHARA semester.

## 5. CONCLUSION

We have presented the main characteristics of the SPICA-VIS instrument installed at the focus of the CHARA Array. It is assisted by the SPICA-FT fringe tracker presented by Pannetier et al., this conference. The performance of the instrument is under investigation, and the first fringes having been found on sky just recently.

## ACKNOWLEDGMENTS

The development of SPICA (SPICA-VIS and SPICA-FT) has been made possible thanks to the funding support of CNRS, Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, University of Aarhus, Région Sud, and the CHARA Array. This program has made use of the Jean-Marie Mariotti Center services. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. This project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme (Grant agreement No. 101019653). This work is based upon observations obtained with the Georgia State University Center for High Angular Resolution Astronomy Array at Mount Wilson Observatory. The

CHARA Array is supported by the National Science Foundation under Grant No. AST-1636624 and AST-2034336. Institutional support has been provided from the GSU College of Arts and Sciences and the GSU Office of the Vice President for Research and Economic Development.

## REFERENCES

- [1] Gent, M. R., Bergemann, M., Serenelli, A., Casagrande, L., Gerber, J. M., Heiter, U., Kovalev, M., Morel, T., Nardetto, N., Adibekyan, V., Silva Aguirre, V., Asplund, M., Belkacem, K., del Burgo, C., Bigot, L., Chiavassa, A., Rodríguez Díaz, L. F., Goupil, M.-J., González Hernández, J. I., Mourard, D., Merle, T., Mészáros, S., Marshall, D. J., Ouazzani, R.-M., Plez, B., Reese, D., Trampedach, R., and Tsantaki, M., “The SAPP pipeline for the determination of stellar abundances and atmospheric parameters of stars in the core program of the PLATO mission,” *arXiv e-prints*, arXiv:2111.06666 (Nov. 2021).
- [2] Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., Scolnic, D., Casertano, S., Filippenko, A. V., Tucker, B. E., Reid, M. J., Jones, D. O., Silverman, J. M., Chornock, R., Challis, P., Yuan, W., Brown, P. J., and Foley, R. J., “A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant,” *ArXiv e-prints* (Apr. 2016).
- [3] Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., and Scolnic, D., “Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond  $\Lambda$ CDM,” **876**, 85 (May 2019).
- [4] Lebreton, Y. and Goupil, M. J., “Asteroseismology for “à la carte” stellar age-dating and weighing. Age and mass of the CoRoT exoplanet host HD 52265,” **569**, A21 (Sep 2014).
- [5] Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A. M., Perraut, K., Boyajian, T., Bério, P., Nardetto, N., Tallon-Bosc, I., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Ridgway, S., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “A new interferometric study of four exoplanet host stars: Cygni, 14 Andromedae, Andromedae and 42 Draconis,” **545**, A5 (Sept. 2012).
- [6] Ligi, R., Creevey, O., Mourard, D., Crida, A., Lagrange, A.-M., Nardetto, N., Perraut, K., Schultheis, M., Tallon-Bosc, I., and ten Brummelaar, T., “Radii, masses, and ages of 18 bright stars using interferometry and new estimations of exoplanetary parameters,” **586**, A94 (Feb. 2016).
- [7] Bigot, L., Mourard, D., Berio, P., Thévenin, F., Ligi, R., Tallon-Bosc, I., Chesneau, O., Delaa, O., Nardetto, N., Perraut, K., Stee, P., Boyajian, T., Morel, P., Pichon, B., Kervella, P., Schmider, F. X., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Ridgway, S. T., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “The diameter of the CoRoT target HD 49933. Combining the 3D limb darkening, asteroseismology, and interferometry,” **534**, L3 (Oct. 2011).
- [8] Perraut, K., Borgniet, S., Cunha, M., Bigot, L., Brandão, I., Mourard, D., Nardetto, N., Chesneau, O., McAlister, H., ten Brummelaar, T. A., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “The fundamental parameters of the roAp star 10 Aquilae,” **559**, A21 (Nov. 2013).
- [9] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., Thompson, I. B., Pilecki, B., Udalski, A., Soszyński, I., Kozłowski, S., Konorski, P., Suchomska, K., Bono, G., Moroni, P. G. P., Villanova, S., Nardetto, N., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Storm, J., Gallenne, A., Smolec, R., Minniti, D., Kubiak, M., Szymański, M. K., Poleski, R., Wyrzykowski, L., Ulaczyk, K., Pietrukowicz, P., Górski, M., and Karczmarek, P., “An eclipsing-binary distance to the Large Magellanic Cloud accurate to two per cent,” **495**, 76–79 (Mar. 2013).
- [10] Gallenne, A., Pietrzyński, G., Graczyk, D., Nardetto, N., Mérand, A., Kervella, P., Gieren, W., Villanova, S., Mennickent, R. E., and Pilecki, B., “Fundamental properties of red-clump stars from long-baseline H-band interferometry,” **616**, A68 (Aug 2018).
- [11] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gallenne, A., Gieren, W., Thompson, I. B., Pilecki, B., Karczmarek, P., Górski, M., Suchomska, K., Taormina, M., Zgirski, B., Wielgórski, P., Kołaczowski, Z., Konorski, P., Villanova, S., Nardetto, N., Kervella, P., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Storm, J., Smolec, R., and Narloch, W., “A distance to the Large Magellanic Cloud that is precise to one per cent,” **567**, 200–203 (Mar 2019).
- [12] Salsi, A., Nardetto, N., Mourard, D., Creevey, O., Huber, D., White, T. R., Hocdé, V., Morand, F., Tallon-Bosc, I., Farrington, C. D., Chelli, A., and Duvert, G., “Precise calibration of the dependence of surface brightness-colour relations on colour and class for late-type stars,” **640**, A2 (Aug. 2020).

- [13] Salsi, A., Nardetto, N., Mourard, D., Graczyk, D., Taormina, M., Creevey, O., Hocdé, V., Morand, F., Perraut, K., Pietrzyński, G., and Schaefer, G. H., “Progress on the calibration of surface brightness-color relations for early- and late-type stars,” **652**, A26 (Aug. 2021).
- [14] Salsi, A., Nardetto, N., Plez, B., and Mourard, D., “Theoretical analysis of surface brightness-colour relations for late-type stars using MARCS model atmospheres,” *arXiv e-prints*, arXiv:2203.16320 (Mar. 2022).
- [15] Challouf, M., Nardetto, N., Domiciano de Souza, A., Mourard, D., Aroui, H., Stee, P., Delaa, O., Graczyk, D., Pietrzyński, G., and Gieren, W., “Theoretical impact of fast rotation on calibrating the surface brightness-color relation for early-type stars,” **579**, A107 (July 2015).
- [16] Challouf, M., Nardetto, N., Mourard, D., Graczyk, D., Aroui, H., Chesneau, O., Delaa, O., Pietrzyński, G., Gieren, W., Ligi, R., Meilland, A., Perraut, K., Tallon-Bosc, I., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Sturmman, J., Sturmman, L., Turner, N., Farrington, C., Vargas, N., and Scott, N., “Improving the surface brightness-color relation for early-type stars using optical interferometry,” **570**, A104(Oct.2014).
- [17] Martinod, M. A., Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Meilland, A., Bailet, C., Bresson, Y., ten Brummelaar, T., Clause, J. M., Dejonghe, J., Ireland, M., Millour, F., Monnier, J. D., Sturmman, J., Sturmman, L., and Tallon, M., “Fibered visible interferometry and adaptive optics: FRIEND at CHARA,” *A&A* **618**, A153 (Oct. 2018).
- [18] Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Clause, J.-M., Creevey, O., Martinod, M.-A., Meilland, A., Millour, F., and Nardetto, N., “SPICA, Stellar Parameters and Images with a Cophased Array: a 6T visible combiner for the CHARA array,” *Journal of the Optical Society of America A* **34**, A37 (May 2017).
- [19] Mourard, D., Nardetto, N., ten Brummelaar, T., Bailet, C., Berio, P., Bresson, Y., Cassaing, F., Clause, J.-M., Dejonghe, J., Lagarde, S., Martinod, M.-A., Michau, V., Perraut, K., Petit, C., Tallon, M., and Tallon-Bosc, I., “SPICA, a new 6T visible beam combiner for CHARA: science, design and interfaces,” in [*Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*], Creech-Eakman, M. J., Tuthill, P. G., and Mérand, A., eds., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **10701**, 1070120 (July 2018).
- [20] Anugu, N., Le Bouquin, J.-B., Monnier, J. D., Kraus, S., Setterholm, B. R., Labdon, A., Davies, C. L., Lanthermann, C., Gardner, T., Ennis, J., Johnson, K. J. C., Ten Brummelaar, T., Schaefer, G., and Sturmman, J., “MIRC-X: A Highly Sensitive Six-telescope Interferometric Imager at the CHARA Array,” *AJ* **160**, 158 (Oct. 2020).
- [21] Lazareff, B., Le Bouquin, J. B., and Berger, J. P., “A novel technique to control differential birefringence in optical interferometers. Demonstration on the PIONIER-VLTI instrument,” *A&A* **543**, A31 (July 2012).
- [22] Pannetier, C., Mourard, D., Cassaing, F., Lagarde, S., Le Bouquin, J.-B., Monnier, J., Sturmman, J., and Ten Brummelaar, T., “Compensation of differential dispersion: application to multiband stellar interferometry,” *MNRAS* **507**, 1369–1380 (Oct. 2021).
- [23] Narsireddy, A. and et al, “CHARA array adaptive optics: complex operational software and performance,” *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **259** (Dec. 2020).

# Table des figures

1.1	Peinture rupestre de six étoiles de l'amas ouvert des Pleiades . . . . .	6
1.2	Relations entre pupille, PSF et FTO d'un système optique . . . . .	7
1.3	Filtrage des fréquences spatiales par la FTO . . . . .	8
1.4	Principe de la cohérence spatiale . . . . .	9
1.5	Importance de l'argument dans la reconstruction d'image . . . . .	11
1.6	Quantité d'information manquante sur la phase . . . . .	12
1.7	Couverture $(u, v)$ . . . . .	13
1.8	Sidérostat de Michelson . . . . .	14
1.9	Concept optique de l'interféromètre de Labeyrie . . . . .	15
1.10	Deux configurations d'interféromètres à 4 télescopes permises par le VLTI. . . . .	16
1.11	Plan de l'interféromètre stellaire CHARA . . . . .	17
1.12	Cascades d'énergie . . . . .	19
1.13	Séquences de pistons différentiels . . . . .	22
1.14	Distinctions de l'impact du retard de phase $\Phi$ et du retard de groupe $\Psi$ moyens . . . . .	24
1.15	Effet de la dispersion résiduelle sur l'interférogramme . . . . .	25
1.16	Deux ordres supérieurs de dispersion et déformations induites de l'enveloppe de cohérence . . . . .	26
1.17	Photographies des lignes à retard de CHARA . . . . .	28
1.18	Principe du suivi de frange sur un interféromètre stellaire à deux télescopes . . . . .	29
1.19	Visibilités sur quelques bases de CHARA à deux longueurs d'onde différentes . . . . .	31
1.20	Quantité de photons de longueur d'onde $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ reçus . . . . .	33
2.1	Photographie et schéma de principe du PIC de GRAVITY . . . . .	35
2.2	Design optique de MIRCx . . . . .	38
2.3	Schéma de principe de FRIEND. . . . .	39
2.4	Principe de la correction tip/tilt pour l'injection dans les fibres . . . . .	40
2.5	Concept du FS du NOVA Fringe Tracker . . . . .	41
2.6	Principe de fonctionnement du Hierarchical Fringe Tracker. . . . .	41
2.7	Précisions des estimations sur les diamètres stellaires en 2018. . . . .	43
2.8	Domaine d'observation prédictif de SPICA . . . . .	45
2.9	RSB ( $ V ^2$ ) en fonction de la magnitude . . . . .	46
3.1	Implantation de SPICA-VIS dans le laboratoire de recombinaison de CHARA. . . . .	49
3.2	Périscope amovible permettant la redirection des faisceaux vers SPICA-VIS . . . . .	50
3.3	Table d'injection de SPICA-VIS . . . . .	51
3.4	Images et pupilles des six faisceaux en entrée de fibres optiques, intégrées sur plusieurs secondes. . . . .	52
3.5	Module de rétro-injection dans les fibres optiques (FBI) . . . . .	52
3.6	Dessins 3D du fonctionnement des VLDC . . . . .	53
3.7	Schéma de principe et dessin 3D des ADC . . . . .	54
3.8	Effet et principe de correction de la biréfringence . . . . .	54
3.9	Biréfringence mesurée en laboratoire entre la fibre 1 et les autres. . . . .	55
3.10	Photographie des PDC . . . . .	55
3.11	Dessin optique 3D et schéma de principe de SPICA-VIS. . . . .	57
3.12	Efficacité quantique de la caméra EMCCD Andor iXon 888. . . . .	58
3.13	Redondance et recouvrement . . . . .	60

3.14	Disposition des fibres et MLA . . . . .	61
3.15	Principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction et de sa version blazée. . . . .	62
3.16	Caractéristiques du prisme de dispersion utilisé dans SPICA. . . . .	63
3.17	Efficacités des réseaux de moyenne et haute résolutions spectrales utilisés dans SPICA-VIS. . . . .	63
3.18	Photographie de la platine de sélection des différents modes de dispersion . . . . .	64
3.19	Caractéristiques théoriques de l'image de la voie interférométrique. . . . .	65
3.20	Caractéristiques de l'image de la voie photométrique. . . . .	66
3.21	Spectro-interféromètre de SPICA-VIS. . . . .	67
3.22	Répartition des voies photométrique et interférométrique sur le détecteur. . . . .	68
3.23	Montage ayant permis le collage des microlentilles devant le Vgroove . . . . .	68
3.24	Pollution des photométries par la voie interférométrique et divergence des faisceaux. . . . .	69
3.25	Schéma de principe de la mesure de l'ouverture numérique réelle d'une fibre optique. . . . .	69
3.26	Évolution de la forme de l'empreinte du faisceau collimaté par une microlentille . . . . .	70
3.27	Comparaison des meilleures empreintes obtenues. . . . .	71
3.28	Profils X et Y des tâches images des six faisceaux . . . . .	72
3.29	Inclinaison des faisceaux relativement au faisceau 1 . . . . .	73
3.30	Définition des surfaces pour la microlentille originale de 900 $\mu\text{m}$ . . . . .	74
3.31	Évolution de la visibilité instrumentale de deux champs cohérents mal superposés . . . . .	75
3.32	Redondance fréquentielle des 15 interférogrammes à deux longueurs d'onde différentes . . . . .	76
3.33	Orientation des faisceaux 2 à 6 par rapport au faisceau 1. . . . .	76
3.34	Profils X et Y des images interférométriques. . . . .	77
3.35	Doublet cylindrique achromatique . . . . .	77
3.36	Raies d'émission de la source Néon en moyenne résolution à 640 nm . . . . .	78
3.37	Calibration spectrale des basse et moyenne résolutions spectrales avec la source néon. . . . .	79
3.38	Les trois modes de résolution spectrale de SPICA-VIS. . . . .	80
3.39	Caractérisation des empreintes photométriques et interférométriques en MR . . . . .	82
3.40	Modules des visibilités instrumentales . . . . .	82
4.1	Représentation du retard géométrique ( $x_0$ ) présent dans le cas d'un objet non zénithal et de l'impact sur les différents instruments d'un interféromètre stellaire au sol . . . . .	100
4.2	Retard de phase et de groupe après compensation d'une différence de marche de 90 mètres dans l'air . . . . .	101
4.3	Correction de la dispersion longitudinale avec le compensateur historique de CHARA . . . . .	102
4.4	Compensateur de dispersion longitudinale sur CHARA. . . . .	103
4.5	Correction de la dispersion sur une bande spectrale grâce à l'introduction d'une épaisseur différentielle de verre . . . . .	104
4.6	Correction de la dispersion sur toutes les bandes spectrales impliquées lors d'une observation avec SPICA-VIS, SPICA-FT et MYSTIC . . . . .	109
4.7	Retard de groupe et contraste de frange associé avec la nouvelle solution de correction de la dispersion longitudinale . . . . .	109
4.8	Implantation et performances de la solution employant un VIS-LDC et un IR-LDC. . . . .	110
4.9	Étage de VLDC pour SPICA-VIS . . . . .	112
4.10	Franges d'interférences obtenues en basse résolution spectrales avec les faisceaux 5 et 6 du STS. . . . .	113
4.11	Déplacement des lignes à retard de CHARA au cours d'une observation. . . . .	114
4.12	Évolution du contraste de frange dans les différentes bandes spectrales. . . . .	115
5.1	Schéma-bloc de la boucle de cophasage numérique du simulateur <i>cophaSIM</i> . . . . .	131
5.2	Déroulé d'une simulation avec <i>cophaSIM</i> . . . . .	132
5.3	Résidus de différences de marche à l'issue d'une simulation de suivi de frange avec SPICA-FT . . . . .	135
5.4	Fonctions de transfert d'un suivi de frange. . . . .	136
5.5	Module et argument de la visibilité d'une étoile de diamètre 2 mas au Zenith sur le site de CHARA. . . . .	138
5.6	Module et argument de la visibilité d'une étoile de diamètre 2 mas à une altitude de 40° et azimuth de 60° sur le site de CHARA. . . . .	138

6.1	Fermeture de la boucle d'asservissement en GD de SPICA-FT en Janvier 2020. . . . .	139
6.2	Implantation du PIC de SPICA-FT en entrée du spectrographe de MIRC-X . . . . .	141
6.3	Description du PIC utilisé pour la création et modulation des 15 bases interférométriques sur SPICA-FT. . . . .	141
6.4	Principe de la modulation ABCD permettant un échantillonnage robuste du déphasage entre deux champs électromagnétiques. . . . .	142
6.5	Schéma-bloc de la boucle d'asservissement de SPICA-FT lorsqu'il est en mode TRACK. . . . .	143
6.6	Machine d'état du suiveur de franges SPICA-FT. . . . .	148
6.7	Chronogramme de la génération des commandes $u_{PD}$ et $u_{GD}$ . . . . .	149
6.8	Interfaces utilisateurs de SPICA-FT . . . . .	151
6.9	Implantation de SPICA-FT dans l'infrastructure logicielle de CHARA . . . . .	152
6.10	Schéma de principe des Met Box . . . . .	152
6.11	Banc de caractérisation du PIC de SPICA-FT . . . . .	153
6.12	Visibilité instrumentale et déphasages selon la longueur d'onde sur la base 16. . . . .	154
6.13	Comparaison des estimateurs de RSB au moyen du banc de caractérisation et du simulateur. . . . .	155
6.14	Cohérence des télescopes en utilisant l'estimateur de RSB 1 ou 2. . . . .	156
6.15	Cophasage des six télescopes de CHARA . . . . .	157
6.16	FTBO des résidus de cophasage sur la base E1W2 . . . . .	158
6.17	Sauts de franges SPICA-FT . . . . .	159
6.18	Clôtures PD et GD . . . . .	161
6.19	Suggestion d'ajout d'une boucle de rétroaction supplémentaire compensant numériquement la dispersion . . . . .	161
6.20	Correspondance des "zéros" des PD et GD. . . . .	163
7.1	Les quatre interféromètres de l'étude . . . . .	183
7.2	Evolution du contraste des franges instantanées avec le GD. . . . .	184
7.3	Utilisation des critères <i>lock ratio</i> et <i>lock duration</i> par Sahlmann et al pour quantifier les performances de PRIMA . . . . .	185
7.4	Perturbations atmosphériques mesurées et simulées sur CHARA. . . . .	187
7.5	Degré complexe de cohérence d'une étoile de section circulaire observée par SPICA-FT . . . . .	188
7.6	Neuf configurations possibles pour la recombinaison des télescopes de CHARA. . . . .	189
7.7	Transmission des différents FS. . . . .	190
7.8	Précision de mesure de différents FS. . . . .	191
7.9	Performance des FS pour un objet pas ou peu résolu ( $\varnothing < 1$ mas). . . . .	193
7.10	Performance des FS pour un objet fortement résolu ( $\varnothing = 2$ mas et $\varnothing = 3$ mas). . . . .	194
7.11	Neuf configurations possibles pour CHARA-7T. . . . .	196
7.12	Recombinaisons possible pour MROI-B. . . . .	196
7.13	Écart-type des mesures de pistons sur CHARA-7T et MROI-H dans deux conditions de résolution différentes. . . . .	197
7.14	Visibilité instrumentale à $\lambda = 0.75 \mu\text{m}$ et $R=150$ pour deux configurations de MROI. . . . .	198
7.15	Sauts de franges pour durant le cophasage de CHARA-7T et MROI-B. . . . .	199
7.16	Lock Ratio durant le cophasage de CHARA-7T et MROI-B. . . . .	199
A.1	Résultat d'optimisation avec ou sans correction <i>a priori</i> permettant de mieux conditionner le problème d'inversion numérique . . . . .	207
A.2	Comparaison de la réponse impulsionnelle de la boucle GD avec moyenne glissante de facteur $k$ avec celle d'un correcteur proportionnel intégral retardé de $k/2$ . . . . .	208
A.3	Estimation de la phase d'un phaseur . . . . .	209
A.4	Différents rayons $\omega$ et angles $\theta$ caractéristiques d'un champs gaussien. . . . .	211

# Liste des tableaux

2.1	Les trois instruments actuellement en fonctionnement au VLTI. . . . .	35
2.2	Les six instruments actuellement en fonctionnement sur CHARA. . . . .	37
3.1	Spécifications de départ pour le design de SPICA-VIS. . . . .	56
3.2	Caractéristiques de la caméra EMCCD Andor iXon 888. . . . .	58
3.3	Résolutions et largeurs de bandes spectrales théoriques pour SPICA-VIS . . . . .	64
3.4	Ouverture numérique $\theta_0$ des fibres optiques. . . . .	70
3.5	Paramètres des microlentilles simulées . . . . .	74
3.6	Impact du désalignement du MLA devant le Vgroove sur la transmission et le contraste des franges . . . . .	75
3.7	Efficacité de SPICA-VIS . . . . .	79
3.8	Résolutions et largeurs de bandes spectrales mesurées pour SPICA-VIS . . . . .	80
3.9	Taux d'injection à $725 \pm 25$ nm. . . . .	81
4.1	Récapitulatif des instruments présents sur CHARA en 2022 et de la résolution spectrale minimale utilisée. . . . .	102
4.2	Performances de contraste de frange et transmission obtenues avec un LDC. . . . .	107
4.3	Performances de contraste de frange et transmission obtenues avec deux LDC. . . . .	108
4.4	Récapitulatif des performances attendues pour les principaux modes d'observation à basse résolution spectrale prévus avec les instruments de CHARA. . . . .	111
4.5	Cahier des charges des LDC visible et commun . . . . .	112
4.6	Translations de référence des VLDC . . . . .	114
5.1	Paramètres du FS. I=entier ; F=flottant ; S=chaîne de caractères ; . . . . .	133
5.2	Paramètres globaux de la simulation. I=entier ; F=flottant . . . . .	134
5.3	Paramètres du FT. I=entier ; F=flottant ; S=chaîne de caractères. . . . .	134
7.1	Paramètres de la boucle d'asservissement durant l'étude. . . . .	186
7.2	Paramètres d'efficacité optique des interféromètres CHARA et MROI utilisés dans la simulation. . . . .	186
7.3	Conditions atmosphériques sur le site de CHARA . . . . .	187
7.4	Statistique des modules des visibilités pour quatre niveaux de résolution de l'objet. . . . .	188
A.1	Composition d'un nombre flottant codé sur 64 bits. Les 52 bits du binaire codent la partie décimale, $b$ , de la mantisse $a$ . . . . .	207

# Glossaire

**bispectre** produit des visibilités complexe des trois fréquences spatiales mesurées par un triplet de télescopes.. [12](#)

**clôture de phase** recombinaison de la phase mesurée sur les trois bases d'un triplet de télescopes pour supprimer la phase atmosphérique de la mesure.. [11](#)

**cohérenceur** qualifie un suiveur de frange capable uniquement de maintenir l'enveloppe de cohérence sur le détecteur mais pas de stabiliser à haute fréquence les franges d'interférence. [25](#), [27](#), [30](#), [140](#)

**cophaseur** qualifie un suiveur de frange capable de stabiliser les franges d'interférence pour permettre des temps d'intégration de la caméra bien supérieur à la cohérence temporelle de l'atmosphère tout en maintenant une cohérence spectrale élevée (un GD faible). [25](#), [27](#), [30](#), [31](#), [32](#), [35](#), [38](#), [46](#), [140](#), [203](#)

**enveloppe de cohérence** est la modulation à basse fréquence dans laquelle l'interférogramme polychromatique s'inscrit. En l'absence de dispersion, l'enveloppe de cohérence est un sinus cardinal. [23](#)

**grande échelle** Dans le modèle de Kolmogorov, le paramètre de grande échelle (*outer scale* en anglais), limite supérieure du régime inertiel décrit l'étendue spatiale maximale d'un tourbillon atmosphérique. Ainsi au-delà de cette limite, deux phases du front d'onde sont supposées totalement décorrélatées. La dépendance de l'énergie au nombre d'onde n'est alors plus la même que dans le régime inertiel. [18](#)

**GRAVITY** est un spectro-interféromètre fibré à quatre télescopes du **VLT** conçu par la collaboration GRAVITY avec pour objectif principal d'imager l'environnement proche du trou noir central de la Voie Lactée.. [35](#), [37](#), [38](#)

**GRAVITY-FT** est le suiveur de frange du spectro-interféromètre GRAVITY conçu par la collaboration GRAVITY pour le **VLT**. [35](#), [36](#), [40](#), [44](#), [130](#), [143](#), [147](#), [164](#), [181](#), [182](#), [203](#), [204](#)

**kernel nulling** Généralisation du nulling à plus de trois télescopes bénéficiant des propriétés des clôtures de phase pour rendre l'observable robuste aux turbulences atmosphériques. [12](#)

$L_c$  est la longueur de cohérence d'un spectro-interféromètre. C'est le produit de la résolution spectrale du spectro-interféromètre avec la longueur d'onde moyenne du canal spectral observé. [23](#)

**nulling** technique utilisée en interférométrie visant à réduire le signal interférométrique d'une partie du champ des sous-pupille, généralement l'étoile, pour augmenter le contraste du signal interférométrique restant dans lequel on s'attend à trouver un objet faible tel qu'une exoplanète par exemple. [12](#)

**petite échelle** Dans le modèle de Kolmogorov, le paramètre de petite échelle (*inner scale* en anglais), limite inférieure du régime inertiel décrit la dimension en-dessous de laquelle la dissipation d'énergie par cascades laisse place à la dissipation par frottement visqueux. La dépendance de l'énergie au nombre d'onde n'est alors plus la même que dans le régime inertiel. [18](#)

**phase différentielle** estimation de la différence de phase entre deux longueur d'onde de la visibilité complexe.. 12

**recouvrement** Pour un spectro-interféromètre à recombinaison plan focal, on parle de recouvrement (ou *crosstalk* en anglais) lorsqu'une partie des fréquences spatiales des franges issues de deux bases différentes ne sont pas égales. Cela se caractérise par une superposition partielle des pics-frange de chaque système d'interférence après transformée de Fourier de l'interférogramme, réduisant la qualité de la mesure de visibilité.. 59, 60, 74

**régime inertiel** Dans le modèle de Kolmogorove, c'est le régime délimité par les petite et grande échelles dans lequel la dépendance de l'énergie au nombre d'onde  $k$  suit une loi de puissance  $-5/3$ . 18

$\Psi$  La différence de retard de groupe entre deux champs électromagnétiques exprimée en  $\mu\text{m}$ . 24, 26, 27, 30, 228

$\Phi$  La différence de retard de phase entre deux champs électromagnétiques exprimée en radians. 24, 27, 30, 32, 228

**spectro-interféromètre** Instrument dispersant l'interférogramme pour augmenter la longueur de cohérence et étudier la visibilité dans des canaux spectraux distincts.. 9

**SPICA** est un projet impliquant deux instruments, **SPICA-VIS** et **SPICA-FT**, le second étant le nouveau suiveur de frange de CHARA conçu pour augmenter les performances du spectro-interféromètre **SPICA-VIS**. Ce projet a pour objectif de déterminer avec précision les paramètres stellaire d'un millier d'étoile par la mesure des visibilités et clôtures de phase de ces objets. 31, 233

**SPICA-FT** est le nouveau suiveur de frange développé par l'OCA dans le cadre du projet **SPICA**. Son objectif est de cophaser les six télescopes de CHARA pour minimiser les résidus de différence de phase jusqu'à environ 100 nm rms. 31, 34, 35, 36, 38, 40, 41, 42, 44, 45, 46, 99, 130, 131, 134, 135, 137, 139, 153, 154, 158, 159, 160, 164, 181, 182, 184, 185, 186, 188, 192, 202, 203, 204, 229, 230, 233

**SPICA-VIS** est le spectro-interféromètre observant dans le visible développé par l'OCA dans le cadre du projet **SPICA**. 13, 14, 31, 34, 36, 38, 39, 42, 44, 45, 48, 49, 59, 81, 83, 99, 139, 140, 158, 159, 160, 181, 184, 202, 203, 204, 233

**synthèse d'ouverture** technique consistant à tirer avantage de la rotation de la Terre pour compléter le plan (u,v) de la mesure interférométrique. 13

**Vgroove** Plaque de verre dans laquelle des encoches gravées en forme de "V" permettent d'y fixé précisément des entrées ou sorties de fibres optiques. 59, 61, 65, 66, 68, 69, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 79

**visibilité** Module du degré complexe de cohérence, qui module le contraste (ou visibilité) de l'interférogramme. 10

**visibilité complexe** autre nom donné au degré complexe de cohérence. 10

# Acronymes

**Agile Guided Interferometer for Longbaseline Imaging Synthesis (AGILIS)** . 30, 200

**All-In-One (AIO)** . 132, 140, 143, 160, 162, 181, 182

**Atmospheric Dispersion Compensators (ADC)** . 53, 54

**avant l'ère commune (AEC)** . 6

**CHARA Michigan Phase-tracker (CHAMP)** . 140, 181, 182

**Circuit Photonique Intégré (PIC)** Composant en matériau réfractif permettant de guider la lumière dans des circuits gravés dont l'indice est plus élevé que le composant en lui-même afin d'y confiner le champ électromagnétique. 28, 29, 34, 35, 36, 38, 45, 140, 141, 142, 153, 154, 155, 182, 200, 212, 230, 236

**CLassic Interferometry with Multiple Baselines (CLIMB)** . 37, 100

**Clock-Induced Charge (CIC)** . 39, 44, 58, 59

**Conseil Européen de la Recherche (ERC)** . 204

**Coupling Efficiency Statistical Analysis and Recording (CESAR)** . 39, 40, 44, 45, 202

**Differential Delay Lines (DDL)** Lignes à retard internes à un instrument permettant notamment de le cohérencer avec les autres instruments de l'interféromètre stellaire. 99, 100, 102, 104, 106, 113, 114, 115, 116

**Distribution Spectrale de Puissance (DSP)** . 20, 21, 186

**Electron Multiplied Charge Coupled Device (EMCCD)** . 36, 39, 44, 58, 82, 202, 228, 231

**European Southern Observatory (ESO)** . 16, 40

**Excess Noise Factor (ENF)** . 58

**Fiber Back Illumination (FBI)** . 51, 52

**Fibered spectrally Resolved Interferometer – New Design (FRIEND)** . 38, 39, 40, 44, 45, 48, 202

**First Spherical Lens (FSL)** . 65, 66

**First Cylindrical Lens (FCL)** . 65, 66, 67

**Fonction de Transfert en Boucle Fermée (FTBF)** . 135

**Fonction de Transfert en Boucle Ouverte (FTBO)** . 135, 158

**Fonction de Transfert de réjection (FTrej)** . 135

**Fonction de Structure (SF)** . 18, 19

**Fonction de Transfert Optique (FTO)** . 7, 8

**Free-space Optical multi-apertUre combineR for IntERferometry (FOURIER)** . 17

**Fréquence de Sauts de Franges (FSF)** Nombre de sauts de franges par seconde, que l'on peut relier au temps d'intégration maximal de l'instrument observateur dans le régime de cophasage nominal. 135, 183, 185

**Fringe-Sensor (FS)** Spectro-interféromètre mesurant les retards de phase et de groupe pour permettre au suiveur de franges de cohérencer ou cophaser l'interféromètre stellaire. [27](#), [30](#), [130](#), [131](#), [132](#), [133](#), [136](#), [181](#), [182](#), [183](#), [184](#), [199](#), [200](#), [231](#)

**Fringe-Tracker (FT)** Instrument composé d'un senseur de franges et d'une algorithmie de commandes contrôlant les lignes à retard pour cohérencer ou cophaser l'interféromètre stellaire. [21](#), [25](#), [27](#), [28](#), [30](#), [31](#), [32](#), [36](#), [37](#), [40](#), [42](#), [131](#), [134](#), [135](#), [137](#), [152](#), [182](#), [183](#), [184](#), [185](#), [192](#), [195](#), [199](#), [200](#), [204](#), [231](#)

**Full-Width Half Maximum (FWHM)** . [56](#), [57](#), [62](#), [67](#), [74](#), [75](#)

**GNOME ToolKit (GTK)** . [150](#), [151](#)

**Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T)** . [15](#)

**Graphical User Interface (GUI)** . [150](#)

**Hertzsprung - Russell (H-R)** . [43](#), [44](#), [83](#), [202](#)

**Hierarchical Fringe Tracker (HFT)** . [29](#), [41](#)

**High Resolution (HR)** . [44](#), [64](#), [67](#), [79](#), [80](#), [81](#), [83](#)

**Infrared Coherencing Nearest Neighbor (ICONN)** . [182](#), [200](#)

**Infrared Longitudinal Dispersion Compensators (IRLDC)** LDC placés dans le chemin optique infrarouge de CHARA. [109](#), [110](#), [116](#), [203](#)

**Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG)** . [153](#)

**instrument scientifique (SI)** . [184](#)

**Interféromètre à 2 Télescopes (I2T)** . [15](#)

**Interferometric Survey of Stellar Parameters (ISSP)** . [34](#), [42](#), [43](#), [44](#), [202](#), [204](#)

**Jean-Marie Mariotti Center (JMMC)** . [204](#)

**Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI)** . [16](#)

**Lignes à Retard (LAR)** . [15](#), [16](#), [17](#), [26](#), [27](#), [28](#), [29](#), [31](#), [53](#), [99](#), [100](#), [134](#), [146](#), [147](#), [150](#), [151](#), [154](#), [155](#), [164](#)

**Lock Ratio ( $\eta$ )** Fraction du temps pendant laquelle la valeur absolue du GD est inférieure à  $2\lambda$ . Cela quantifie le temps pendant lequel le suiveur de franges garantit un contraste de frange instantanée supérieur à 95% à résolution spectrale 20. [135](#), [184](#), [185](#)

**Longitudinal Dispersion Compensator (LDC)** . [53](#), [83](#), [99](#), [100](#), [101](#), [102](#), [103](#), [104](#), [106](#), [107](#), [108](#), [109](#), [110](#), [112](#), [113](#), [114](#), [115](#), [116](#), [164](#), [203](#), [235](#), [237](#)

**Low Resolution (LR)** . [44](#), [45](#), [56](#), [64](#), [67](#), [79](#), [80](#), [81](#), [82](#), [83](#), [113](#), [203](#)

**Magdalena Ridge Observatory Interferometer (MROI)** . [16](#), [17](#), [100](#), [181](#), [182](#), [186](#), [200](#)

**Main Delay Lines (MDL)** Lignes à retard communes de l'interféromètre stellaire permettant réaliser son cophasage. [100](#), [102](#), [103](#), [104](#), [105](#), [106](#), [107](#), [110](#), [114](#), [115](#), [116](#)

**Main Longitudinal Dispersion Compensators (MLDC)** LDC placés dans le chemin commun à tous les instruments de CHARA. [53](#), [107](#), [108](#), [109](#), [111](#), [112](#), [114](#), [116](#), [164](#), [203](#)

**Massachusetts Institute of Technology (MIT)** . [15](#)

**Medium Resolution (MR)** . [44](#), [64](#), [67](#), [79](#), [80](#), [81](#), [82](#), [83](#)

**Michigan Young STar Imager (MYSTIC)** . [37](#), [38](#), [56](#), [140](#)

**Michigan InfraRed Combiner (MIRC)** . [37](#)

**Michigan InfraRed Combiner-eXeter (MIRC-X)** est le spectro-interféromètre fibré dans le bande H de CHARA. [37](#), [38](#), [44](#), [56](#), [59](#), [132](#), [136](#), [140](#)

**Microlens Array (MLA)** . [59](#), [61](#), [66](#), [68](#), [71](#), [72](#), [73](#), [74](#), [75](#), [76](#)

**Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)** . [99](#)

Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment (MATISSE) . 35, 159

Naval Research Laboratory (NRL) . 15

Navy Precision Optical Interferometer (NPOI) . 15, 17, 56, 200

NOVA Fringe Tracker (NFT) . 40

Observatoire de la Côte d’Azur (OCA) . 12, 38, 44, 45, 154, 233

Optical Path Length Equalizer (OPLE) . 151, 152

Optical Path Difference (OPD) . 23, 24, 30, 31, 36, 45, 46, 103, 130, 135, 136, 137, 145, 162, 164, 181, 182, 190, 200, 204

Optique Adaptative (OA) . 16, 20, 21, 31, 37, 38, 39, 40, 42, 49, 50, 51, 81, 83, 136, 200, 202, 204

pairwise (PW) . 132, 141, 142, 181, 182

Physical Optic Propagation (POP) . 64, 71

Piston Reconstruction Experiment for Infrared Interferometry (P-REX) . 42, 137

Pixel-To-Visibility Matrix (P2VM) . 131, 132, 142, 143, 154, 155

Planet Formation Imager (PFI) . 30

Point Spread Function (PSF) . 7, 51, 52, 53

Polarization Difference Compensator (PDC) . 54, 55, 81

Precision Astronomical Visible Observations (PAVO) . 36, 49, 184

Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment (PIONIER) est un spectro-interféromètre fibré pouvant recombinaire quatre télescopes du VLTI au moyen d’un PIC dans la bande H.. 34, 36, 37, 153

proportionnel-intégral (PI) . 148, 149

Rapport Signal-sur-Bruit (RSB) . 30, 38, 39, 44, 45, 46, 50, 51, 80, 99, 102, 106, 107, 108, 111, 131, 134, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 152, 155, 156, 157, 158, 160, 161, 162, 181, 185, 190

Real Time Display (RTD) . 150, 151

Relations Brillance de Surface - Couleur (SBCR) . 43, 45, 48, 83, 202

retard de groupe (GD) . 24, 25, 26, 27, 29, 30, 31, 32, 36, 42, 54, 113, 130, 131, 135, 143, 146, 150, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 164, 184, 212

retard de phase (PD) . 23, 24, 26, 27, 29, 30, 31, 32, 130, 135, 143, 157, 158, 159, 160, 161, 164, 212

Second Spherical Lens (SSL) . 65, 66

Second Cylindrical Lens (SCL) . 65, 66, 67, 73, 77

Signal-to-Noise Ratio (SNR) . 181

Six Telescopes Simulator (STS) . 49, 54, 80, 81, 113, 114

Stellar Parameters and Images with a Cophased Array (SPICA) . 44, 202

The Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) . 13, 15, 16, 17, 20, 21, 22, 27, 30, 31, 34, 37, 38, 39, 40, 44, 45, 46, 49, 53, 55, 81, 83, 99, 100, 138, 153, 154, 157, 158, 164, 181, 182, 184, 187, 202, 203, 230, 235, 237

Third Spherical Lens (TSL) . 65, 66, 73

Very Large Telescope Interferometer (VLTI) . 15, 16, 21, 27, 32, 34, 40, 42, 148, 203, 232, 236

visibilité instrumentale (VI) . 182, 185, 192

Visibility-To-Pixel Matrix (V2PM) . 130, 131, 132, 142, 154, 155

**Visible Longitudinal Dispersion Compensators (VLDC)** [LDC](#) placés dans le chemin optique visible de [CHARA](#). [53](#), [78](#), [103](#), [107](#), [108](#), [109](#), [110](#), [111](#), [112](#), [113](#), [114](#), [116](#), [164](#), [203](#)

**Visible spEctroGraph and polArimeter (VEGA)** . [38](#), [44](#), [48](#), [49](#), [100](#)

**Visible Imaging System for Interferometric Observations at NPOI (VISION)** . [17](#), [56](#)

**Young Stellar Object (YSO)** . [37](#)

# Bibliographie

- ABSIL, Olivier et al. (oct. 2003). “GENIEsim : the GENIE simulation software”. In.
- ANUGU, Narsireddy et al. (oct. 2020). “MIRC-X : A Highly Sensitive Six-telescope Interferometric Imager at the CHARA Array”. In : *AJ* 160.4. \_eprint : 2007.12320, p. 158. DOI : [10.3847/1538-3881/aba957](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aba957).
- ARMSTRONG, J. T. et al. (sept. 2015). “Multiple-baseline detection of a geostationary satellite with the Navy Precision Optical Interferometer”. en. In : sous la dir. de Jean J. DOLNE, Thomas J. KARR et Victor L. GAMIZ. San Diego, California, United States, p. 961709. DOI : [10.1117/12.2194156](https://doi.org/10.1117/12.2194156).
- BARTKO, H. et al. (juill. 2010). “The Fringe Detection Laser Metrology for the GRAVITY Interferometer at the VLTI”. en. In : arXiv :1007.1765 [astro-ph], p. 773421. DOI : [10.1117/12.856698](https://doi.org/10.1117/12.856698).
- BECKERS, J. M. (avr. 1982). “Differential speckle interferometry.” In : *Optica Acta* 29, p. 361-362. DOI : [10.1080/713820871](https://doi.org/10.1080/713820871).
- BENISTY, M. et al. (mai 2009). “An integrated optics beam combiner for the second generation VLTI instruments”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 498.2, p. 601-613. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/200811083](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811083).
- BERGER, D. H. et al. (fév. 2003). “Preliminary results from the longitudinal dispersion compensation system for the CHARA array”. In : *Interferometry for Optical Astronomy II*. Sous la dir. de W. A. TRAUB. T. 4838. Proceedinds of SPIE conference, p. 974-982. DOI : [10.1117/12.457161](https://doi.org/10.1117/12.457161).
- BERGER, J. P. et al. (sept. 2001). “Integrated optics for astronomical interferometry : IV. First measurements of stars”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 376.3, p. L31-L34. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361:20011035](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011035).
- BERIO, P. et al. (juill. 2014). “Long baseline interferometry in the visible : the FRIEND project”. en. In : sous la dir. de Jayadev K. RAJAGOPAL, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Fabien MALBET. Montréal, Quebec, Canada, p. 914616. DOI : [10.1117/12.2054890](https://doi.org/10.1117/12.2054890).
- BIGOT, L. et al. (2011). “The diameter of the CoRoT target HD 49933 - Combining the 3D limb darkening, asteroseismology, and interferometry”. In : *A&A* 534, p. L3. DOI : [10.1051/0004-6361/201117349](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117349).
- BLIND, N. et al. (juin 2011). “Optimized fringe sensors for the VLTI next generation instruments”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 530. arXiv : 1104.1934, A121. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201016222](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016222).
- BLIND, Nicolas (2012). “Etude de concept d’instruments cophaseur pour l’imagerie interférométrique infrarouge. Observation de binaires en interaction à très haute résolution angulaire”. Thèse de doct.
- BONINO, Donata et al. (oct. 2004). “Models for VLTI fringe sensor units : FINITO and PRIMA FSUs”. en. In : sous la dir. de Wesley A. TRAUB. USA, p. 1463. DOI : [10.1117/12.550361](https://doi.org/10.1117/12.550361).
- BOSKRI, Abdelkarim et al. (mai 2021). “Potential and Sky coverage for off-axis fringe tracking in optical long baseline interferometry”. en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, stab1505. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : [10.1093/mnras/stab1505](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1505).
- BOYAJIAN, Tabettha et al. (fév. 2015). “Stellar diameters and temperatures - VI. High angular resolution measurements of the transiting exoplanet host stars HD 189733 and HD 209458 and implications for models of cool dwarfs”. In : *mnras* 447.1. \_eprint : 1411.5638, p. 846-857. DOI : [10.1093/mnras/stu2502](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2502).
- BRUMMELAAR, T. A. ten (mai 1995). “Differential path considerations in optical stellar interferometry”. en. In : *Applied Optics* 34.13, p. 2214. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.34.002214](https://doi.org/10.1364/AO.34.002214).
- BRUMMELAAR, Theo A. ten et al. (juill. 2018). “The CHARA array adaptive optics program”. In : *Adaptive Optics Systems VI*. Sous la dir. de Laird M. CLOSE, Laura SCHREIBER et Dirk SCHMIDT.

- T. 10703. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1070304. DOI : [10.1117/12.2312311](https://doi.org/10.1117/12.2312311).
- BUSCHER, D. F. et al. (fév. 1995). “Interferometric seeing measurements on Mt Wilson : power spectra and outer scales”. en. In : *Applied Optics* 34.6, p. 1081. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.34.001081](https://doi.org/10.1364/AO.34.001081).
- BUSCHER, D. F. et al. (déc. 2013). “The conceptual design of the Magdalena Ridge Observatory Interferometer”. en. In : *Journal of Astronomical Instrumentation* 02.02, p. 1340001. ISSN : 2251-1717, 2251-1725. DOI : [10.1142/S2251171713400011](https://doi.org/10.1142/S2251171713400011).
- CHALLOUF, M. et al. (2015). “Theoretical impact of fast rotation on calibrating the surface brightness-color relation for early-type stars”. In : *A&A* 579, A107. DOI : [10.1051/0004-6361/201526240](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526240).
- CHE, X. et al. (déc. 2013). “Optical and mechanical design of the CHARA array adaptive optics”. en. In : *Journal of Astronomical Instrumentation* 02.02, p. 1340007. ISSN : 2251-1717, 2251-1725. DOI : [10.1142/S2251171713400072](https://doi.org/10.1142/S2251171713400072).
- CHENG, L. K. et al. (mai 2005). “Development of a fringe sensor based on 3x3 fiber optic coupler for space interferometry”. en. In : Bruges, Belgium, p. 1004. DOI : [10.1117/12.623730](https://doi.org/10.1117/12.623730).
- CHOQUET, Élodie et al. (sept. 2014). “Comparison of fringe-tracking algorithms for single-mode near-infrared long-baseline interferometers”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 569. arXiv : 1406.4391, A2. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201220223](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220223).
- COLAVITA, M. M. et al. (jan. 1999). “The Palomar Testbed Interferometer”. In : *ApJ* 510. \_eprint : astro-ph/9810262, p. 505-521. DOI : [10.1086/306579](https://doi.org/10.1086/306579).
- COLAVITA, M. M. et al. (juill. 2010). “Fringe Measurement and Control for the Keck Interferometer”. en. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 122.893, p. 795-807. ISSN : 0004-6280, 1538-3873. DOI : [10.1086/655148](https://doi.org/10.1086/655148).
- COLAVITA, M. Mark, Michael SHAO et David H. STAELIN (oct. 1987). “Atmospheric phase measurements with the Mark III stellar interferometer”. en. In : *Applied Optics* 26.19, p. 4106. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.26.004106](https://doi.org/10.1364/AO.26.004106).
- CONAN, Jean-Marc, Gérard ROUSSET et Pierre-Yves MADEC (juill. 1995). “Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence”. en. In : *Journal of the Optical Society of America A* 12.7, p. 1559. ISSN : 1084-7529, 1520-8532. DOI : [10.1364/JOSAA.12.001559](https://doi.org/10.1364/JOSAA.12.001559).
- CREECH-EAKMAN, Michelle et al. (juill. 2018). “The Magdalena Ridge Observatory interferometer : first light and deployment of the first telescope on the array”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Peter G. TUTHILL. Austin, United States : SPIE, p. 5. ISBN : 978-1-5106-1955-5 978-1-5106-1956-2. DOI : [10.1117/12.2314155](https://doi.org/10.1117/12.2314155).
- CREECH-EAKMAN, Michelle J. et al. (déc. 2020). “Setting the stage for first fringes with the Magdalena Ridge Observatory Interferometer”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Stephanie SALLUM et Peter G. TUTHILL. Online Only, United States : SPIE, p. 6. ISBN : 978-1-5106-3679-8 978-1-5106-3680-4. DOI : [10.1117/12.2563173](https://doi.org/10.1117/12.2563173).
- DEFRÈRE, D. et al. (août 2016). “Simultaneous Water Vapor and Dry Air Optical Path Length Measurements and Compensation with the Large Binocular Telescope Interferometer”. en. In : *arXiv :1607.08749 [astro-ph]*. arXiv : 1607.08749, 99071G. DOI : [10.1117/12.2233884](https://doi.org/10.1117/12.2233884).
- ELHALKOUJ, T. et al. (jan. 2008). “Isopiston angle for multi-aperture interferometers from isoplanatic angle”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 477.1, p. 337-344. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361:20078173](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078173).
- FORESTO, Vincent Coude du, S. RIDGWAY et J.-M. MARIOTTI (1997). “Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer”. In : *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 121.2, p. 379-392. DOI : [10.1051/aas:1997290](https://doi.org/10.1051/aas:1997290).
- FORESTO, Vincent Coude du et al. (juill. 1998). “FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer”. en. In : sous la dir. de Robert D. REASENBERG. Kona, HI, p. 856. DOI : [10.1117/12.317153](https://doi.org/10.1117/12.317153).
- FRIED, D. L. (oct. 1966). “Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures”. In : *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 56, p. 1372.
- GACH, J. L. et al. (juill. 2016). “C-RED one : ultra-high speed wavefront sensing in the infrared made possible”. In : *Adaptive Optics Systems V*. Sous la dir. d’Enrico MARCHETTI, Laird M. CLOSE et Jean-Pierre VÉRAN. T. 9909. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 990913. DOI : [10.1117/12.2231670](https://doi.org/10.1117/12.2231670).

- GARCIA, Eugenio V. et al. (mai 2016). “VISION : A Six-Telescope Fiber-Fed Visible Light Beam Combiner for the Navy Precision Optical Interferometer”. en. In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 128.963. arXiv : 1601.00036, p. 055004. ISSN : 0004-6280, 1538-3873. DOI : [10.1088/1538-3873/128/963/055004](https://doi.org/10.1088/1538-3873/128/963/055004).
- GIES, Douglas et al. (sept. 2019). “The CHARA Michelson Array”. In : *Bulletin of the American Astronomical Society*. T. 51, p. 226.
- GOODMAN, Joseph W. (2000). *Statistical Optics*.
- GRAVITY COLLABORATION (nov. 2018). “Spatially resolved rotation of the broad-line region of a quasar at sub-parsec scale”. In : *Nature* 563.7733. Publisher : Springer Science and Business Media LLC, p. 657-660. DOI : [10.1038/s41586-018-0731-9](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0731-9).
- GRAVITY COLLABORATION et al. (2017). “First light for GRAVITY : Phase referencing optical interferometry for the Very Large Telescope Interferometer”. In : *A&A* 602, A94. DOI : [10.1051/0004-6361/201730838](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730838).
- GRAVITY+ COLLABORATION et al. (sept. 2022). “First Light for GRAVITY Wide : Large Separation Fringe Tracking for the Very Large Telescope Interferometer”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 665. arXiv :2206.00684 [astro-ph], A75. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/202243941](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243941).
- GREENWOOD, Darryl P. et Donald O. TARAZANO (1974). *A Proposed Form for the Atmospheric Microtemperature Spatial Spectrum in the Input Range*. Technical report AD0776294. ROME AIR DEVELOPMENT CENTER GRIFFISS AFB NY, p. 102.0.
- GREFFE, Florence (2005). *Fonds Hippolyte FIZEAU*. Rapp. tech. 64J. Académie des Sciences, p. 6.
- HAGUENAUER, Pierre et al. (2010). “The very large telescope Interferometer : 2010 edition”. In : *Optical and Infrared Interferometry II*. Sous la dir. de William C. DANCHI, Françoise DELPLANCKE et Jayadev K. RAJAGOPAL. T. 7734. Backup Publisher : International Society for Optics and Photonics. SPIE, p. 773404. DOI : [10.1117/12.857070](https://doi.org/10.1117/12.857070).
- HARVEY, James E. et Richard N. PFISTERER (août 2019). “Understanding diffraction grating behavior : including conical diffraction and Rayleigh anomalies from transmission gratings”. en. In : *Optical Engineering* 58.08, p. 1. ISSN : 0091-3286. DOI : [10.1117/1.OE.58.8.087105](https://doi.org/10.1117/1.OE.58.8.087105).
- HINDSLEY, Robert B et al. (2011). “Navy Prototype Optical Interferometer observations of geosynchronous satellites”. en. In : p. 7. DOI : [10.1364/AO.50.002692](https://doi.org/10.1364/AO.50.002692).
- HINZ, Philip M. et al. (2003). “The Large Binocular Telescope interferometer”. In : *Interferometry for Optical Astronomy II*. Sous la dir. de Wesley A. TRAUB. T. 4838. Backup Publisher : International Society for Optics and Photonics. SPIE, p. 108 -112. DOI : [10.1117/12.459338](https://doi.org/10.1117/12.459338).
- HOUAIRI, K. et al. (juill. 2008). “Fringe tracking optimization with 4 beams : application to GRAVITY”. en. In : Marseille, France, 70131B. DOI : [10.1117/12.790967](https://doi.org/10.1117/12.790967).
- IRELAND, Michael J. et al. (juill. 2008). “Sensitive visible interferometry with PAVO”. en. In : Marseille, France, p. 701324. DOI : [10.1117/12.788386](https://doi.org/10.1117/12.788386).
- IRELAND, Michael J. et al. (juill. 2018). “Image-plane fringe tracker for adaptive-optics assisted long baseline interferometry”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Peter G. TUTHILL. Austin, United States : SPIE, p. 21. ISBN : 978-1-5106-1955-5 978-1-5106-1956-2. DOI : [10.1117/12.2314393](https://doi.org/10.1117/12.2314393).
- ISHIMARU, A. (1978). *Wave propagation and scattering in random media. Volume 1 - Single scattering and transport theory*. T. 1. DOI : [10.1016/B978-0-12-374701-3.X5001-7](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-374701-3.X5001-7).
- JENNISON, R. C. (juin 1958). “A Phase Sensitive Interferometer Technique for the Measurement of the Fourier Transforms of Spatial Brightness Distributions of Small Angular Extent”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 118.3. \_eprint : <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/118/3/276/8074547/mnras118-0276.pdf>, p. 276-284. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/118.3.276](https://doi.org/10.1093/mnras/118.3.276).
- JURGENSON, C. A. et al. (juill. 2008). “Fringe tracking at the MROI”. en. In : Marseille, France, p. 70131C. DOI : [10.1117/12.788223](https://doi.org/10.1117/12.788223).
- KOLMOGOROV, A. (jan. 1941). “The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Numbers”. In : *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 30, p. 301-305.
- KRAUS, Stefan et al. (sept. 2020). “A triple-star system with a misaligned and warped circumstellar disk shaped by disk tearing”. en. In : *Science* 369.6508, p. 1233-1238. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : [10.1126/science.aba4633](https://doi.org/10.1126/science.aba4633).

- LABEYRIE, A. (mars 1975). “Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes”. en. In : *The Astrophysical Journal* 196, p. L71. ISSN : 0004-637X, 1538-4357. DOI : [10.1086/181747](https://doi.org/10.1086/181747).
- LACOUR, S. et al. (avr. 2019). “The GRAVITY fringe tracker”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 624, A99. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201834981](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834981).
- LANE, Benjamin F. et M. Mark COLAVITA (mars 2003). “Phase-referenced Stellar Interferometry at the Palomar Testbed Interferometer”. en. In : *The Astronomical Journal* 125.3, p. 1623-1628. ISSN : 00046256, 15383881. DOI : [10.1086/367793](https://doi.org/10.1086/367793).
- LANTHERMANN, C. et al. (mai 2019). “Modeling the e-APD SAPHIRA/C-RED ONE camera at low flux level : an attempt of photon counting in the near-infrared with the MIRC-X interferometric combiner”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 625. arXiv : 1903.08444, A38. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201935043](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935043).
- LARKIN, Kieran G et Bozenko F OREB (1993). “Propagation of errors in different phase-shifting algorithms : a special property of the arctangent function”. In : *Interferometry : techniques and analysis*. T. 1755. SPIE, p. 219-227. DOI : [10.1117/12.140773](https://doi.org/10.1117/12.140773).
- LAWSON, Peter R. et al. (juill. 2000). “Least-squares estimation and group delay in astrometric interferometers”. en. In : sous la dir. de Pierre J. LENA et Andreas QUIRRENBACH. Munich, Germany, p. 397. DOI : [10.1117/12.390232](https://doi.org/10.1117/12.390232).
- LAZAREFF, B., J.-B. LE BOUQUIN et J.-P. BERGER (juill. 2012). “A novel technique to control differential birefringence in optical interferometers : Demonstration on the PIONIER-VLTI instrument”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 543, A31. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201219160](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219160).
- LE BOUQUIN, J.-B. et al. (nov. 2011). “PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 535, A67. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201117586](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117586).
- LEBRETON, Yveline et Marie-Jo GOUPIL (sept. 2014). “Asteroseismology for “la carte” stellar age-dating and weighing : Age and mass of the CoRoT exoplanet host HD 52265”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 569. arXiv :1406.0652 [astro-ph], A21. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201423797](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423797).
- LÉNA, P. (1986). *Méthodes physiques de l'observation*.
- LIPPA, Magdalena et al. (2016). “The metrology system of the VLTI instrument GRAVITY”. In : *SPIE Proceedings*. Sous la dir. de Fabien MALBET, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Peter G. TUTHILL. SPIE. DOI : [10.1117/12.2232272](https://doi.org/10.1117/12.2232272).
- LOPEZ, B. et al. (oct. 2021). “MATISSE, the VLTI mid-infrared imaging spectro-interferometer”. en. In : *arXiv :2110.15556 [astro-ph]*. arXiv : 2110.15556. DOI : [10.1051/0004-6361/202141785](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141785).
- MALBET, F. et al. (juill. 1999). “Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications”. en. In : *arXiv :astro-ph/9907031*. arXiv : astro-ph/9907031. DOI : [10.1051/aas:1999496](https://doi.org/10.1051/aas:1999496).
- MARTINACHE, Frantz (nov. 2010). “Kernel phase in Fizeau interferometry”. In : *The Astrophysical Journal* 724.1. Publisher : American Astronomical Society, p. 464-469. DOI : [10.1088/0004-637x/724/1/464](https://doi.org/10.1088/0004-637x/724/1/464).
- MARTINACHE, Frantz et Michael J. IRELAND (nov. 2018). “Kernel-nulling for a robust direct interferometric detection of extrasolar planets”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 619. arXiv : 1802.06252, A87. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201832847](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832847).
- MARTINACHE, Frantz, Nemanja JOVANOVIĆ et Olivier GUYON (2016). “Closed-loop focal plane wavefront control with the SCEAO instrument”. In : *A&A* 593, A33. DOI : [10.1051/0004-6361/201628496](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628496).
- MARTINOD, M. A. et al. (oct. 2018). “Fibered visible interferometry and adaptive optics : FRIEND at CHARA”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 618, A153. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201731386](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731386).
- MARTINOD, Marc-Antoine (2018). “Développement et exploitation scientifique d’un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée”. fr. Thèse de doct.
- MARTINOD, Marc-Antoine et al. (mai 2021). “Achromatic photonic tricouplers for application in nulling interferometry”. en. In : *Applied Optics*. arXiv : 2106.00251. ISSN : 1559-128X, 2155-3165. DOI : [10.1364/AO.423541](https://doi.org/10.1364/AO.423541).
- MÈGE, Pierre (2002). “Interférométrie avec des guides d’ondes optiques. Théorie et applications”. Thèse de doct.

- MEGE, Pierre, Fabien MALBET et Alain CHELLI (juill. 2000). “Spatial filtering in AMBER”. en. In : sous la dir. de Pierre J. LENA et Andreas QUIRRENBACH. Munich, Germany, p. 299. DOI : [10.1117/12.390198](https://doi.org/10.1117/12.390198).
- MEISNER, Jeffrey A., Walter J. JAFFE et Rudolf S. LE POOLE (sept. 2012). “The Nova Fringe Tracker : a second-generation cophasing facility for up to six telescopes at the VLTI”. en. In : sous la dir. de Françoise DELPLANCKE, Jayadev K. RAJAGOPAL et Fabien MALBET. Amsterdam, Netherlands, p. 84451L. DOI : [10.1117/12.927136](https://doi.org/10.1117/12.927136).
- MEISNER, Jeffrey A. et Rudolf S. LE POOLE (fév. 2003). “Dispersion affecting the VLTI and 10 micron interferometry using MIDI”. In : *Interferometry for Optical Astronomy II*. Sous la dir. de Wesley A. TRAUB. T. 4838. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 609-624. DOI : [10.1117/12.459072](https://doi.org/10.1117/12.459072).
- MEISNER, Jeffrey A. et al. (juill. 2010). “The polarization-based collimated beam combiner and the proposed NOVA fringe tracker (NFT) for the VLTI”. en. In : San Diego, California, USA, p. 773423. DOI : [10.1117/12.858271](https://doi.org/10.1117/12.858271).
- MINARDI, Stefano et al. (août 2016). “Beam combination schemes and technologies for the Planet Formation Imager”. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*. Sous la dir. de Fabien MALBET, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Peter G. TUTHILL. T. 9907. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. \_eprint : 1608.00586, 99071N. DOI : [10.1117/12.2232656](https://doi.org/10.1117/12.2232656).
- MONNIER, John D. et al. (juin 2006). “Michigan Infrared Combiner (MIRC) : commissioning results at the CHARA Array”. In : sous la dir. de John D. MONNIER, Markus SCHÖLLER et William C. DANCHI. Orlando, Florida , USA, 62681P. DOI : [10.1117/12.671982](https://doi.org/10.1117/12.671982).
- MONNIER, John D. et al. (juill. 2010). “MI-6 : Michigan interferometry with six telescopes”. In : San Diego, California, USA, 77340G. DOI : [10.1117/12.858286](https://doi.org/10.1117/12.858286).
- MONNIER, John D. et al. (sept. 2012). “Tracking faint fringes with the CHARA-Michigan Phasetracker (CHAMP)”. en. In : sous la dir. de Françoise DELPLANCKE, Jayadev K. RAJAGOPAL et Fabien MALBET. Amsterdam, Netherlands, p. 84451I. DOI : [10.1117/12.926399](https://doi.org/10.1117/12.926399).
- MONNIER, John D. et al. (août 2016). “Architecture design study and technology roadmap for the Planet Formation Imager (PFI)”. en. In : *arXiv :1608.00580 [astro-ph]*. arXiv : 1608.00580, 99071O. DOI : [10.1117/12.2233311](https://doi.org/10.1117/12.2233311).
- MONNIER, John D. et al. (juill. 2018). “MYSTIC : Michigan Young STar Imager at CHARA”. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*. Sous la dir. de Michelle J. CREECH-EAKMAN, Peter G. TUTHILL et Antoine MÉRAND. T. 10701. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. \_eprint : 1807.11569, p. 1070122. DOI : [10.1117/12.2312762](https://doi.org/10.1117/12.2312762).
- MONTARGÈS, M. et al. (avr. 2016). “The close circumstellar environment of Betelgeuse. IV. VLTI/PIONIER interferometric monitoring of the photosphere”. In : *âp* 588. \_eprint : 1602.05108, A130. DOI : [10.1051/0004-6361/201527028](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527028).
- MORTIMER, Daniel et al. (déc. 2020). “First laboratory results from FOURIER, the initial science combiner at the MROI”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Stephanie SALLUM et Peter G. TUTHILL. Online Only, United States : SPIE, p. 28. ISBN : 978-1-5106-3679-8 978-1-5106-3680-4. DOI : [10.1117/12.2561472](https://doi.org/10.1117/12.2561472).
- MOURARD, D. et al. (mars 1994). “The GI2T interferometer on Plateau de Calern”. In : *A&A* 283.2, p. 705-713.
- MOURARD, D. et al. (déc. 2014). “Group and phase delay sensing for cophasing large optical arrays”. en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.2, p. 2082-2092. ISSN : 1365-2966, 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stu1790](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1790).
- MOURARD, Denis et al. (sept. 2012). “Performance, results, and prospects of the visible spectrograph VEGA on CHARA”. en. In : sous la dir. de Françoise DELPLANCKE, Jayadev K. RAJAGOPAL et Fabien MALBET. Amsterdam, Netherlands : SPIE, 84450K. DOI : [10.1117/12.925223](https://doi.org/10.1117/12.925223).
- MOURARD, Denis et al. (mai 2017). “SPICA, Stellar Parameters and Images with a Cophased Array : a 6T visible combiner for the CHARA array”. en. In : *Journal of the Optical Society of America A* 34.5, A37. ISSN : 1084-7529, 1520-8532. DOI : [10.1364/JOSAA.34.000A37](https://doi.org/10.1364/JOSAA.34.000A37).
- MOURARD, Denis et al. (2022). “CHARA/SPICA : a six-telescope visible instrument for the CHARA Array”. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VIII*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Stephanie SALLUM et Joel SANCHEZ-BERMEDEZ. T. 12183. Backup Publisher : International Society for Optics and Photonics. SPIE, p. 1218308. DOI : [10.1117/12.2628881](https://doi.org/10.1117/12.2628881).

- NARDETTO, N. (jan. 2018). “Pulsating stars and eclipsing binaries as distances indicators in the universe”. en. In : *arXiv :1801.04158 [astro-ph]*. arXiv : 1801.04158. DOI : [10.48550/arXiv.1801.04158](https://doi.org/10.48550/arXiv.1801.04158).
- PADILLA, Carlos E. et al. (juin 1995). “Study of fringe tracking for high-precision space-based interferometers”. In : *Spaceborne Interferometry II*. Sous la dir. de Robert D. REASENBERG. T. 2477. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 63-76. DOI : [10.1117/12.213004](https://doi.org/10.1117/12.213004).
- PADILLA, Carlos E. et al. (juill. 1998). “High-performance fringe-tracking algorithms utilizing statistical models of atmospheric turbulence”. In : *Astronomical Interferometry*. Sous la dir. de Robert D. REASENBERG. T. 3350. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 1045-1056. DOI : [10.1117/12.317172](https://doi.org/10.1117/12.317172).
- PANNETIER, C. et al. (déc. 2020). “Progress of the CHARA/SPICA project”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. arXiv : 2101.10926, p. 26. DOI : [10.1117/12.2560625](https://doi.org/10.1117/12.2560625).
- PANNETIER, Cyril et al. (août 2021). “Compensation of differential dispersion : application to multiband stellar interferometry”. en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 507.1, p. 1369-1380. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : [10.1093/mnras/stab1922](https://doi.org/10.1093/mnras/stab1922).
- PANNETIER, Cyril et al. (2022). “SPICA-FT : the new fringe tracker of the CHARA array”. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VIII*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Stephanie SALLUM et Joel SANCHEZ-BERMEDEZ. T. 12183. Backup Publisher : International Society for Optics and Photonics. SPIE, p. 1218309. DOI : [10.1117/12.2628897](https://doi.org/10.1117/12.2628897).
- PERERA, Saavidra et al. (jan. 2022). “Piston Reconstruction Experiment (P-REx) – II. Off-line performance evaluation with VLTI/GRAVITY”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511.4. *\_eprint* : <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/511/4/5709/42778187/stab3813.pdf>, p. 5709-5717. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stab3813](https://doi.org/10.1093/mnras/stab3813).
- PERRAUT, K. et al. (nov. 2013). “The fundamental parameters of the roAp star 10 Aquilae”. In : *A&A* 559. *\_eprint* : 1309.4423, A21. DOI : [10.1051/0004-6361/201321849](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321849).
- PERRAUT, K. et al. (juin 2018). “Single-mode waveguides for GRAVITY : I. The cryogenic 4-telescope integrated optics beam combiner”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 614, A70. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201732544](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732544).
- PERRIN, G. et al. (jan. 1998). “High Dynamics Infrared Imaging of Evolved Stars with FLUOR/IOTA”. In : *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*. Sous la dir. de Robert A. DONAHUE et Jay A. BOOKBINDER. T. 154. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 2021.
- PETROV, R. G. (jan. 1988). “Differential Interferometry”. In : *Diffraction-Limit Imaging/ Very Large Telescopes*. Sous la dir. de D. M. ALLOIN et J. M. MARIOTTI, p. 249. DOI : [10.1007/978-94-009-2340-9\\_15](https://doi.org/10.1007/978-94-009-2340-9_15).
- PETROV, R. G. et al. (mars 2007). “AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 464.1, p. 1-12. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361:20066496](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066496).
- PETROV, Romain G. et al. (juill. 2014). “Hierarchical fringe tracking”. en. In : sous la dir. de Jayadev K. RAJAGOPAL, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Fabien MALBET. Montréal, Quebec, Canada, 91462P. DOI : [10.1117/12.2056677](https://doi.org/10.1117/12.2056677).
- PETROV, Romain G. et al. (août 2016a). “Co-phasing the planet formation imager”. en. In : Edinburgh, United Kingdom, 99073W. DOI : [10.1117/12.2231081](https://doi.org/10.1117/12.2231081).
- PETROV, Romain G. et al. (août 2016b). “Hierarchical fringe tracker to co-phase and coherence very large optical interferometers”. en. In : sous la dir. de Fabien MALBET, Michelle J. CREECH-EAKMAN et Peter G. TUTHILL. Edinburgh, United Kingdom, 99071F. DOI : [10.1117/12.2233107](https://doi.org/10.1117/12.2233107).
- PRASAD, Sudhakar et Gary LOOS (juin 1993). “Spatial filtering of atmospheric decorrelation from wavefronts for interferometry”. en. In : *Optics Communications* 99.5-6, p. 380-392. ISSN : 00304018. DOI : [10.1016/0030-4018\(93\)90348-9](https://doi.org/10.1016/0030-4018(93)90348-9).
- RICHARDSON, Lewis F. (jan. 1921). “Some Measurements of Atmospheric Turbulence”. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 221, p. 1-28. DOI : [10.1098/rsta.1921.0001](https://doi.org/10.1098/rsta.1921.0001).
- RODDIER, F. (jan. 1981). “Atmospheric limitations to high angular resolution imaging.” In : *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, p. 5-22.
- RUILIER, C. (juill. 1998). “A study of degraded light coupling into single-mode fibers”. In : *Astronomical Interferometry*. Sous la dir. de R. D. REASENBERG. T. 3350. Proceedings of the SPIE Conference, p. 319-329. DOI : [10.1117/12.317094](https://doi.org/10.1117/12.317094).

- RUILIER, Cyril et Frédéric CASSAING (jan. 2001). “Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry”. In : *J. Opt. Soc. Am. A* 18.1. Publisher : OSA, p. 143-149.
- SAHLMANN, J. et al. (déc. 2009). “The PRIMA fringe sensor unit”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 507.3, p. 1739-1757. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/200912271](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912271).
- SALSI, A. et al. (août 2020). “Precise calibration of the dependence of surface brightness-colour relations on colour and class for late-type stars”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 640. arXiv : 2007.01906, A2. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/202038012](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038012).
- SALSI, A et al. (2022). “Theoretical analysis of surface brightness-colour relations for late-type stars using MARCS model atmospheres”. In : *A&A* 662, A120. DOI : [10.1051/0004-6361/202142133](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142133).
- SALSI, Anthony (fév. 2022). “Étalonnage des relations brillance de surface-couleur : distance des binaires à éclipses dans le groupe local et préparation de la mission PLATO”. Thèse de doct.
- SALSI, Anthony et al. (juin 2021). “Progress on the calibration of surface brightness-color relations for early- and late-type stars”. en. In : *arXiv :2106.01073 [astro-ph]*. arXiv : 2106.01073. DOI : [10.1051/0004-6361/202140763](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140763).
- SCHAEFER, Gail H. et al. (déc. 2020). “Recent highlights from The CHARA Array”. en. In : *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VII*. Sous la dir. d’Antoine MÉRAND, Stephanie SALLUM et Peter G. TUTHILL. Online Only, United States : SPIE, p. 2. ISBN : 978-1-5106-3679-8 978-1-5106-3680-4. DOI : [10.1117/12.2562665](https://doi.org/10.1117/12.2562665).
- SERABYN, E. et al. (mars 2012). “The Keck Interferometer nuller”. en. In : *The Astrophysical Journal* 748.1. Publisher : IOP Publishing, p. 55. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/748/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/1/55).
- SHAKLAN, S. B., M. M. COLAVITA et M. SHAO (mars 1992). “Visibility calibration using single mode fibers in a long-baseline interferometer.” In : *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*. T. 39. European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, p. 1271-1283.
- SHAO, M. et D. H. STAELIN (jan. 1977). “Long-baseline optical interferometer for astrometry.” In : *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 67, p. 81-86. DOI : [10.1364/JOSA.67.000081](https://doi.org/10.1364/JOSA.67.000081).
- (mai 1980). “First fringe measurements with a phase-tracking stellar interferometer”. In : *Applied Optics* 19.9, p. 1519-1522. DOI : [10.1364/AO.19.001519](https://doi.org/10.1364/AO.19.001519).
- SHAO, M. et al. (mars 1988). “The Mark III stellar interferometer”. In : *A&A* 193.1-2, p. 357-371.
- TANGO, William J. (fév. 1990). “Dispersion in stellar interferometry”. en. In : *Applied Optics* 29.4, p. 516. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.29.000516](https://doi.org/10.1364/AO.29.000516).
- TANNIRKULAM, A. et al. (déc. 2008). “A Tale of Two Herbig Ae Stars, MWC 275 and AB Aurigae : Comprehensive Models for Spectral Energy Distribution and Interferometry”. In : *The Astrophysical Journal* 689.1. Publisher : American Astronomical Society, p. 513-531. DOI : [10.1086/592346](https://doi.org/10.1086/592346).
- TATULLI, E. et al. (mars 2007). “Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration”. In : *A&A* 464.1, p. 29-42. DOI : [10.1051/0004-6361/20064799](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20064799). arXiv : [astro-ph/0603046](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603046) [astro-ph].
- TATULLI, E. et al. (déc. 2010). “Estimating the phase in ground-based interferometry : performance comparison between single-mode and multimode schemes”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 524. arXiv : 1009.1797, A65. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/200913356](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913356).
- TEN BRUMMELAAR, T. A. et al. (déc. 2013). “THE CLASSIC/CLIMB BEAM COMBINER AT THE CHARA ARRAY”. en. In : *Journal of Astronomical Instrumentation* 02.02, p. 1340004. ISSN : 2251-1717, 2251-1725. DOI : [10.1142/S2251171713400047](https://doi.org/10.1142/S2251171713400047).
- VAN BELLE, G. (sept. 2016). “Developing Geostationary Satellite Imaging at Lowell Observatory”. In : *Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*. Sous la dir. de Sandy RYAN, p. 4.
- VAN BELLE, Gerard et al. (2020). “The Navy Precision Optical Interferometer : Two years of development towards large-aperture observations”. en. In : p. 10. DOI : [10.1117/12.2562806](https://doi.org/10.1117/12.2562806).
- WIDMANN, Felix, Jörg-Uwe POTT et Sergio VELASCO (mars 2018). “P-REx : The Piston Reconstruction Experiment for Infrared Interferometry”. en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475.1. arXiv :1712.07716 [astro-ph], p. 1224-1237. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : [10.1093/mnras/stx3306](https://doi.org/10.1093/mnras/stx3306).
- WOILLETZ, J. et al. (juill. 2010). “ASTRA : astrometry and phase-referencing astronomy on the Keck interferometer”. en. In : San Diego, California, USA, p. 773412. DOI : [10.1117/12.857740](https://doi.org/10.1117/12.857740).

- WOILLEZ, J. et al. (fév. 2014). “FIRST FAINT DUAL-FIELD OFF-AXIS OBSERVATIONS IN OPTICAL LONG BASELINE INTERFEROMETRY”. en. In : *The Astrophysical Journal* 783.2, p. 104. ISSN : 0004-637X, 1538-4357. DOI : [10.1088/0004-637X/783/2/104](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/2/104).
- WOILLEZ, Julien et al. (juin 2017). “AGILIS : Agile Guided Interferometer for Longbaseline Imaging Synthesis - Demonstration and concepts of reconfigurable optical imaging interferometers”. en. In : *Astronomy & Astrophysics* 602. arXiv : 1703.03919, A116. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201730500](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730500).