UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS
UFR Sciences
École Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

T H È S E

pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Spécialité : Sciences de l'Univers

présentée et soutenue par

Gaetan DALLA VEDOVA
Laboratoire Lagrange - UMR7293, Observatoire de la Côte d'Azur

T I T R E

Imagerie et analyse hyperspectrales d'observations interférométriques d'environnements circumstellaires

Soutenue le 23 Septembre 2016 à l'Observatoire de la Côte d'Azur
Membres du jury :

...	Président du Jury
M. Jean-Claude Bouret	Rapporteur
M. William Clifford Danchi	Rapporteur
M. Zouhair Benkhaldoum	Examinateur
M. Bruno Lopez	Examinateur
M. Romain Petrov	Directeur de thèse
M. Florentin Millour	Co-directeur de thèse

à Martina

Di tanto in tanto passo uno strofinaccio sotto il letto. Ci trovo la polvere arrotolata a riccioli e spirali, la figura perfetta delle galassie viste al telescopio. Mi attira la coincidenza di forme tra l'immenso e il minuscolo. Un ammasso di stelle ripete quello di un rotolo di polvere.

E. De Luca

Résumé

L'observation des planètes extrasolaires, ainsi que l'étude de l'environnement circumstellaire demandent des instruments très performants en matière de dynamique et de résolution angulaire. L'interférométrie classique et annulante offrent une solution. En particulier, dans le cas de l'interférométrie annulante, le flux de l'étoile sur l'axe de l'interféromètre est fortement réduit et permet ainsi aux structures plus faibles hors axe d'émerger et être plus facilement détectables. Dans ce contexte, la reconstruction d'image est un outil fondamental. Le développement d'interféromètres à haute résolution spectrale telle que AMBER, et bientôt MATISSE et GRAVITY, fait de la reconstruction d'image polychromatique une priorité.

Cette thèse a comme objectif de développer et d'améliorer des techniques de reconstruction d'image hyperspectrale. Le travail présenté s'articule en deux parties. En premier, nous discutons le potentiel de l'interférométrie annulante dans le cadre de la résolution du problème inverse. Ce travail repose sur des simulations numériques et sur l'exploitation de données collectées sur le banc interférométrique annulant PERSEE. Ensuite, nous avons adapté et développé des méthodes de reconstruction d'images monochromatique et polychromatique. Ces techniques ont été appliquées pour étudier l'environnement circumstellaire de deux objets évolués, Achernar et η Car, à partir de données PIONIER et AMBER.

Ce travail apporte des éléments méthodologiques sur la reconstruction d'image et l'analyse hyperspectrale, ainsi que des études spécifiques sur l'environnement d'Achernar et d'η Car.

Abstract

The observation and the characterization of the exoplanets and the circumstellar environment of nearby stars requires instruments with high performances in terms of dynamics and angular resolution. The interferometry offers a solution. In particular, in the nulling interferometry, the flux of the star on the axis of the interferometer is strongly reduced, allowing to emerge fainter structures around it. In this context, the image reconstruction is a fundamental and powerful tool. The advent of the high spectral resolution interferometers such as AMBER, MATISSE and GRAVITY boost the interest in the polychromatic image reconstruction, in order to exploit all the available spectral information.

The goal of this thesis is to develop and improve monochromatic and hyperspectral imaging techniques. The work here presented has two main parts. First, we discuss the performances of the nulling in the context of the inverse problem solving. This part is based on simulations and data collected on the nulling test bench PERSEE. Second, we adapted and developed monochromatic and hyperspectral image reconstruction methods. Then, we applied these methods in order to study the circumstellar environment of two evolved objects, Achernar and η Car, from PIONIER and AMBER observations.

This work provides elements in the field of the image reconstruction form interferometric observations as well as the specific studies on the environment of Achernar and η Car.

Table des matières

Résumé **v**

Abstract **vii**

1 Avant-propos **1**

I Contexte **5**

2 L'interférométrie **9**
2.1 Un peu d'histoire 10
2.2 Les bases de l'interférométrie 14
2.2.1 La cohérence de la lumière 14
2.2.2 L'équation interférométrique 16
2.2.3 La relation objet-image 19
2.2.4 Le théorème de Zernike van-Cittert 21
2.2.5 Les techniques de recombinaison 23
2.3 La couverture du plan (u, v) 24
2.3.1 La super-synthèse 24
2.3.2 Le nombre de télescopes 25
2.3.3 La couverture spectrale 27
2.4 Les turbulences atmosphériques 28
2.5 L'interférométrie en franges noires 30
2.6 L'environnement circumstellaire 31
2.7 Les observables interférométriques 33
2.7.1 Le problème de la calibration 34
2.7.2 La visibilité 35
2.7.3 La visibilité différentielle 36
2.7.4 La phase 36
2.7.5 La clôture de phase 37
2.7.6 La phase différentielle 37

2.7.7 Le taux d'extinction 38
2.7.8 Le cas d'une source non résolue 39
2.8 Le photocentre différentiel 40
2.9 Les instruments interférométriques 43
2.9.1 L'interférométrie dans l'espace 46

3 La reconstruction d'image 49
3.1 Les problèmes direct et inverse 49
3.2 Les bases de la reconstruction d'image 51
3.2.1 La distance aux données 52
3.2.2 La régularisation 53
3.3 Les logiciels de reconstruction d'image 54

II Méthodologie 57

4 La simulation d'un interféromètre 61
4.1 Le modèle 62
4.2 La simulation 63
4.2.1 Le cas monochromatique 63
4.2.2 Les cas monochromatique et polychromatique 68
4.3 Le déséquilibre photométrique 69
4.3.1 L'impact du déséquilibre photométrique 75
4.4 Le récapitulatif 77

5 L'interféromètre PERSEE 79
5.1 Le banc PERSEE 80
5.1.1 La description du banc 80
5.2 La campagne de mesure 87
5.2.1 Le calendrier des missions 88
5.3 La préparation du banc 89
5.3.1 Le réglage et l'alignement du banc 90
5.3.2 La première mesure du taux d'extinction 95
5.4 Les opérations de mesure 98
5.5 Le traitement des données 101
5.5.1 L'analyse des données 103
5.6 Le récapitulatif 110

6 Méthodes de reconstruction d'image 111
6.1 Comment qualifier une image 112
6.1.1 Artefacts de reconstruction 112
6.1.2 Le problème de la qualification de l'image 113
6.2 L'approche Monte Carlo 114
6.2.1 La méthode pour régler l'hyper-paramètre 114

6.2.2 La méthode BFMC 116
6.3 La méthode LFF 117
6.4 La combinaison des méthodes BFMC et LFF 119
6.4.1 Le modèle de l'objet 119
6.4.2 Le processus de reconstruction 122
6.4.3 La taille des images reconstruites 126
6.5 La méthode d'auto-calibration 127
6.5.1 L'auto-calibration dans la reconstruction d'image . . 129
6.6 La reconstruction polychromatique 130

III Applications 133

7 L'environnement proche d'Achernar 137
7.1 Introduction 138
7.1.1 Les structures d'Achernar 138
7.1.2 Le modèle d'Achernar 140
7.1.3 Les questions ouvertes 141
7.2 Les observations et les données 141
7.2.1 Le journal des données 141
7.2.2 La description des données 144
7.3 La reconstruction d'image d'Achernar 144
7.3.1 Les images reconstruites 150
7.4 La détection du disque de matière 151
7.4.1 La soustraction avec le modèle RvZ 151
7.4.2 La soustraction avec le modèle du disque 152
7.4.3 Les résidus sur la visibilité 154
7.4.4 Les publications sur Achernar 156
7.5 Le récapitulatif 156

8 Analyse polychromatique et cinématique sur η Carinae 159
8.1 Introduction 160
8.1.1 La courbe de luminosité 161
8.1.2 Les structures d'η Carinae 162
8.1.3 Les questions ouvertes 167
8.2 Les observations et les données 167
8.2.1 Le journal des données 167
8.2.2 La description des données 170
8.3 La reconstruction d'image d'η Car 179
8.3.1 La couverture (u, v) et la PSF associée 180
8.3.2 La procédure de reconstruction 181
8.3.3 L'image reconstruite d'η Car 186
8.3.4 Le rapport Signal sur bruit de l'image 189

8.4 L'image reconstruite par coupes spectrales 189
8.5 Le spectre local d'η Car 190
8.6 Le photocentre différentiel d'η Car 193
8.7 Le modèle du photocentre différentiel 197
8.8 Le récapitulatif 208

9 Conclusion et perspectives **209**

Références **213**

A Les détails de calcul **221**
A.1 L'équation de l'interférogramme 221

B La liste des observations **223**
B.1 Les données η Carinae 223

C Le matériel complémentaire sur PERSEE **225**
C.1 Les mesures PERSEE 225
C.2 Les cartes du taux d'extinction 231

D La liste des publications **249**
D.1 Lettre A&A sur Achernar 251
D.2 Article A&A sur Achernar 256
D.3 Communication à la conférence OHP 272
D.4 Communication à la conférence SPIE 281

E Les sigles et les acronymes **287**

Chapitre 1

Avant-propos

Le contexte scientifique

Depuis la découverte de la première planète extrasolaire, il y a un peu plus d'une vingtaine d'années, plusieurs campagnes d'observations ont été menées et plusieurs instruments ont été proposés dans le but de détecter et caractériser le plus grand nombre de ces nouveaux mondes. Le signal lumineux en provenance d'une exoplanète, déjà très faible par rapport à celui de l'étoile hôte, se retrouve souvent noyé dans la lumière diffusée par l'environnement circumstellaire, composé de poussière et de débris.

Pour cette raison, la matière exozodiacale et les disques de débris entourant les étoiles ont longtemps été apperçus comme un obstacle dans la quête de nouvelles planètes. En parallèle, le développement des techniques de haute résolution angulaire et d'imagerie indirecte à partir de données interférométriques ont permis de comprendre que ces mêmes disques de poussière pouvaient nous renseigner sur la présence de planètes.

Il est maintenant connu que, dans le cas d'objets jeunes, les planètes en formation créent des sillons dans le disque de débris qui entoure l'étoile centrale. Ces sillons sont souvent plus évidents à observer que les planètes elles-mêmes. Voici que l'observation et la caractérisation de l'environnement proche des étoiles deviennent doublement intéressantes. D'une part, les disques de poussière et de débris sont des objets scientifiquement intéressants et, d'autre part, ils nous renseignent sur les planètes formées ou en formation autour des étoiles hôtes.

Dans ce contexte, la reconstruction d'image est un outil fondamental et, avec le développement des instruments interférométriques à haute résolution spectrale telle que AMBER, et bientôt MATISSE et GRAVITY, l'imagerie polychromatique devient une priorité. D'où la nécessité d'adapter et de développer de nouvelles méthodes de reconstruction d'image dans le but de valoriser au mieux l'information spectrale.

Une autre solution qui permet de réduire le contraste entre l'étoile cen-

trale et son environnement est donnée par l'interférométrie en frange noire, ou sombre. Celle-ci se base sur l'idée de recombiner en interférence destructive la lumière collectée par chaque couple de télescopes, de façon à éliminer la contribution de l'étoile principale sur l'axe. L'environnement proche, hors axe, pourra ainsi émerger et être plus facilement détectable. L'interférence destructive est obtenue en introduisant un déphasage de π entre les voies interférométriques. En réduisant la contribution de l'étoile centrale, le bruit de photons dans le cas d'un interféromètre en frange noire est moindre que celui d'un interféromètre en configuration classique. Malgré un rapport signal sur bruit plus avantageux par rapport au cas classique aucun algorithme de reconstruction d'image n'a pas encore été adapté au cas de l'interférométrie en frange noire.

Les objectifs de la thèse

Le *Centre National d'Études Spatiales* (CNES) et l'*Observatoire de la Côte d'Azur* (OCA) ont financé une thèse intitulée : "*Imagerie et analyse hyperspectrales d'observations interférométriques d'environnements circumstellaires*".

Les objectifs principaux de ce travail sont :

- Améliorer et développer des outils propres à la reconstruction d'image, soit dans le cas monochromatique, soit dans le cas polychromatique.
- Investiguer le potentiel de l'interférométrie en frange noire dans le cadre de la reconstruction d'image.

La méthodologie

Mon travail de thèse s'est développé principalement sur deux volets.

D'une part, je me suis posé la question de la comparaison entre le potentiel de l'interférométrie en frange sombre par rapport à celle en frange brillante dans le contexte de la résolution du problème inverse. Cette partie repose sur des simulations numériques et sur l'exploitation de données collectées lors d'une campagne de mesure sur le banc interférométrique en frange noire PERSEE.

D'autre part, je me suis penché sur les méthodes de reconstruction d'image à partir de données interférométriques d'objets évolués avec un environnement circumstellaire riche. En particulier, j'ai travaillé sur des données PIONIER de l'étoile Achernar et réalisé la première image d'un disque de matière en formation autour d'une étoile Be. Ensuite, j'ai réalisé une image polychromatique de l'étoile η Car et de son environnement à l'aide de méthodes statistiques et d'auto-calibration des données. Je me suis intéressé au potentiel de l'information contenue dans le photocentre différentiel.

Le calendrier de la thèse

Cette thèse a débuté en décembre 2012. Pendant le premier semestre, j'ai travaillé sur le banc PERSEE, logé à Paris Meudon. Les données collectées ont été ensuite exploitées à mon retour à Nice pendant le deuxième semestre de la thèse. En parallèle, j'ai commencé à m'intéresser au problème inverse et à me former à la reconstruction d'image sur les données PIONIER d'Achernar.

Pendant la deuxième année, je me suis principalement occupé de la modélisation et de la simulation d'un interféromètre dans le but d'investiguer le potentiel de l'interférométrie en frange noire par rapport à celle différentielle classique.

Au cours de la troisième année, j'ai travaillé sur les données AMBER d'η Car afin d'en réaliser une image polychromatique et d'étudier son environnement proche. Cela m'a permis d'aborder la méthode de l'auto-calibration des données et de développer et de utiliser une approche Monte Carlo dans le processus de reconstruction d'image.

La structure du manuscrit

Le manuscrit est composé de trois parties principales où je décris, dans l'ordre, le *Contexte*, la *Méthodologie* et les *Applications*. Chaque partie est divisée en plusieurs chapitres.

La première partie, Partie I, se compose de deux chapitres. Le Chap. 2 présente les concepts de base de l'interférométrie, les observables interférométriques, et les principaux interféromètres en infrarouge-optique. J'y présente également le photocentre différentiel, qui peut renseigner sur la dynamique des objets. Le Chap. 3 définit le problème inverse et introduit le formalisme et les éléments propres à la reconstruction d'image en interférométrie optique ainsi que les logiciels de reconstruction d'image existants.

La deuxième partie, Partie II, est divisée en trois chapitres. Le Chap.4 présente le travail de simulation d'une série d'observations effectuées par un interféromètre afin de comparer les performances de l'interférométrie en frange noire et de celle en frange brillante. Ceci, dans le cadre du problème inverse monochromatique et polychromatique. Le Chap. 5 expose le travail accompli sur le banc PERSEE pour caractériser les cartes de covariance spectrale du taux d'extinction. Le Chap. 6 présente une série de méthodes que j'ai utilisées et développées pour améliorer les procédures de reconstruction d'image monochromatique et polychromatique.

La troisième partie, Partie III, présente des applications des méthodes de reconstruction d'image sur deux cas astrophysiques avec un environnement circumstellaire riche. Le Chap. 7 présente le travail de reconstruction d'image de l'étoile Achernar et de son disque en formation, à partir

de données interférométriques PIONIER. Le Chap. 8 présente le travail de reconstruction d'image polychromatique de l'étoile η Carinae et de son environnement proche, à partir de données AMBER. En particulier, je présente le comportement du photocentre différentiel ainsi qu'une étude préliminaire sur le nombre et les types de structures qui composent l'objet.

Le dernier chapitre du manuscrit, Chap. 9, résume les principales conclusions du travail accompli et pose des perspectives pour le travail futur.

Première partie

Contexte

... ou l'état de l'art

Impara l'arte e mettila da parte

---

proverbe populaire italien

Chapitre 2

L'interférométrie

2.1 Un peu d'histoire 10
2.2 Les bases de l'interférométrie 14
2.2.1 La cohérence de la lumière 14
2.2.2 L'équation interférométrique 16
2.2.3 La relation objet-image 19
2.2.4 Le théorème de Zernike van-Cittert 21
2.2.5 Les techniques de recombinaison 23
2.3 La couverture du plan (u, v) 24
2.3.1 La super-synthèse 24
2.3.2 Le nombre de télescopes 25
2.3.3 La couverture spectrale 27
2.4 Les turbulences atmosphériques 28
2.5 L'interférométrie en franges noires 30
2.6 L'environnement circumstellaire 31
2.7 Les observables interférométriques 33
2.7.1 Le problème de la calibration 34
2.7.2 La visibilité 35
2.7.3 La visibilité différentielle 36
2.7.4 La phase 36
2.7.5 La clôture de phase 37
2.7.6 La phase différentielle 37
2.7.7 Le taux d'extinction 38
2.7.8 Le cas d'une source non résolue 39
2.8 Le photocentre différentiel 40
2.9 Les instruments interférométriques 43
2.9.1 L'interférométrie dans l'espace 46

Dans ce chapitre, nous présentons les concepts de base de l'interférométrie. Après une présentation historique des origines de l'interférométrie, dans la Sec. 2.1, nous introduisons brièvement, dans la Sec. 2.2, les bases physiques de cette discipline, passant par la notion de cohérence de lumière, jusqu'au théorème de Zernike van-Cittert. La Sec. 2.3 présente la couverture (u, v) dans le plan de Fourier des fréquences spatiales des observables interférométriques. Les effets de la turbulence atmosphérique sont cités dans la Sec. 2.4. Dans la Sec. 2.5 et la Sec. 2.6 nous présentons le concept de l'interférométrie en frange noire et la thématique scientifique de l'environnement circumstellaire. La Sec. 2.7 est dédiée aux observables interférométriques, c'est-à-dire les grandeurs physiques mesurables par un interféromètre. La Sec. 2.8 présente le photocentre différentiel, qui peut renseigner sur la dynamique et la géométrie des objets astrophysiques étudiés. La dernière partie de ce chapitre, la Sec. 2.9 présente les principaux instruments interférométriques existant en infrarouge proche et en optique.

2.1 Un peu d'histoire

Nos connaissance et compréhension des interactions entre les objets qui peuplent notre univers sont fortement liées aux performances des instruments que nous utilisons pour les observer. Dès sa naissance, l'Humanité s'interroge sur l'origine et la nature de l'immense ciel nocturne parsemé de points lumineux qui l'entourent, les seuls instruments à sa disposition étant ses propres yeux. En 1609, Galileo Galilei (1610) observe pour la première fois le ciel avec une lunette astronomique, faisant basculer ainsi l'astronomie dans une nouvelle ère [1]. À juste titre, l'année 1609 est considérée comme la date de naissance de l'astronomie moderne. À partir de ce moment, l'Humanité s'équipera d'instruments de plus en plus élaborés pour observer et essayer de comprendre notre Univers. Une soixantaine d'années plus tard, Isaac Newton invente le télescope à l'aide de surfaces réfléchissantes. Cela permet, d'une part de s'affranchir du problème des aberrations chromatiques dues à la transmission de la lumière dans le verre des lentilles, et d'autre part de réduire la taille de l'instrument. Au fur et à mesure que la technique s'améliorait au fil des siècles, la taille des ouvertures des télescopes n'a pas cessé de s'accroître.

La Fig. 2.1 montre que la dimension de l'ouverture des lunettes et des té-

1. À ce sujet, il existe une polémique par rapport à la primauté des observations des cratères lunaires avec une lunette astronomique. Certains dessins prouveraient, selon Longshaw (2009), que le mathématicien et astronome anglais Thomas Harriot aurait anticipé de quelques mois Galileo Galilei dans l'observation de la Lune. Les cartes de la surface lunaire produites par Harriot seraient restées inégalées pendant plusieurs décennies.

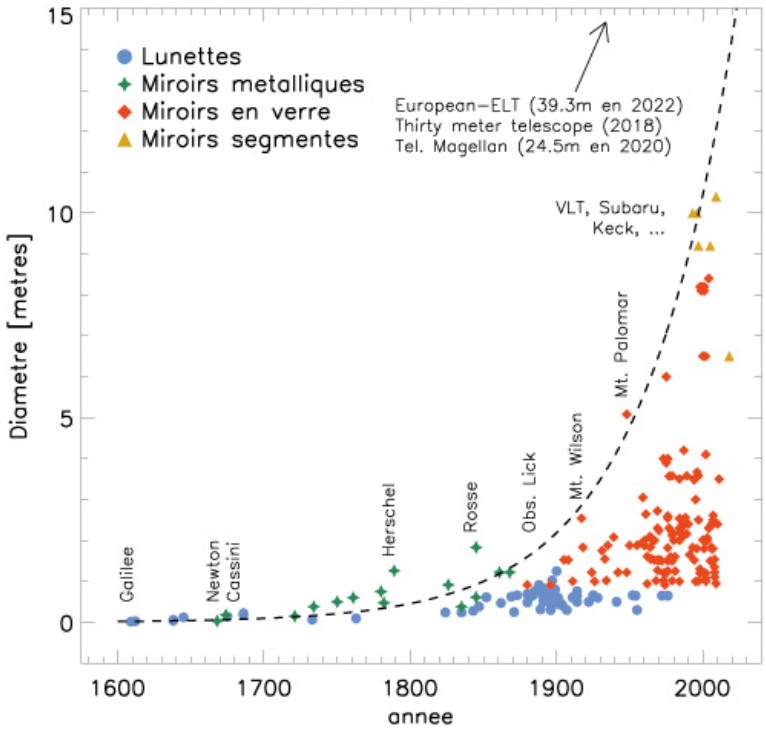


Figure 2.1 – Taille des lunettes et des télescopes en fonction de l'année de construction. Crédits J. Lozi

lescopes augmente de façon quasiment exponentielle, atteignant de nos jours des limites pratiques de construction des miroirs monolithiques. La plupart des projets des télescopes de grandes dimensions de nos jours n'utilisent plus un unique miroir monolithique, mais combinent plusieurs segments qui forment ensemble de grands miroirs.

Mais pourquoi et comment l'accès à des télescopes de diamètre de plus en plus grand devrait améliorer la qualité de nos observations ? Il y a deux raisons principales qui poussent les scientifiques à construire des télescopes de grande taille. Premièrement, il est clair qu'une ouverture avec une plus grande superficie collectrice pourra collecter un plus grand nombre de photons, et donc permettre d'observer des objets plus faibles ou moins lumineux par rapport à une ouverture plus petite. Deuxièmement, une ouverture plus grande permet d'accéder, en théorie, à des détails plus petits grâce à un pouvoir de résolution plus important. Ce pouvoir de résolution, R_{Tel} est proportionnel à la longueur d'onde λ et inversement proportionnel à la taille de l'ouverture D.

$$R_{\text{Tel}} \propto \frac{\lambda}{D} \tag{2.1.1}$$

Cela est dû à la diffraction de la lumière qui fait qu'une source lumineuse ponctuelle sera vue, à travers un système optique, comme une tache étendue. La dimension de cette tache est inversement proportionnelle à la taille de

Tableau 2.1 – Diamètres d'ouverture D d'un télescope monolithique nécessaire pour atteindre le pouvoir de résolution suffisant à mesurer la taille angulaire respectivement, d'une planète, d'une étoile et d'une exoplanète de la taille de la Terre à 10 pc, ceci aux longueurs d'onde du visible (550 nm), de l'infrarouge (2 μm) et du radio (2 mm).

Objet	Pouvoir de résolution	D_{Visible}	$D_{\text{Infrarouge}}$	D_{radio}
Planète	$\sim$ 10 as	$\sim$ 1 cm	$\sim$ 4 cm	$\sim$ 100 m
Etoile	$\sim$ 2 mas	$\sim$ 60 m	$\sim$ 200 m	$\sim$ 200 km
Exo-planète	$\sim$ 5 μas	$\sim$ 15 km	$\sim$ 50 km	$\sim$ 50000 km

l'ouverture du système optique. De ce fait, deux sources ponctuelles trop rapprochées entre eux par rapport à la taille de l'ouverture, produiront des taches de diffraction partialement ou totalement superposées ce qui rendra impossible de les distinguer.

Plus grande sera l'ouverture, et plus petit sera le détail que nous serons capables d'observer sur des objets moins brillants. Imaginons vouloir observer et résoudre dans le visible une planète de notre propre système solaire, par exemple Jupiter, de la taille typique de quelques dizaines de secondes d'arc (as). Dans ce cas, une lunette ou télescope, avec une pupille d'entrée de quelques centimètres, sera suffisant pour commencer à apprécier quelques détails sur sa surface. Imaginons maintenant vouloir imager une étoile, autre que le Soleil, de la taille typique de quelques millièmes de seconde d'arc (mas). Il nous faudra alors au moins un télescope de diamètre de quelques dizaines de mètres. Et si nous voulions observer une planète comme la Terre autour d'une étoile dans notre voisinage galactique, disons à 10 pc, c'est-à-dire à environ 32 années-lumière ? Dans ce cas, il nous faudra une résolution de l'ordre du millionième de secondes d'arc (μas), ce qui correspond à un télescope de quelques dizaines de km. Résoudre une planète comme la Terre à une distance de 10 pc est équivalent à résoudre une monnaie d'un Euro sur la surface de la Lune (voir le Tab. 5.2).

Dans le contexte de la haute résolution angulaire (HRA), l'interférométrie, qui sera définie et détaillée dans les prochains paragraphes, apporte une solution au problème de construire des télescopes dont le diamètre fait plusieurs centaines de mètres (Labeyrie, 1975). L'idée est de recombiner la lumière collectée par un réseau de deux ou plus de télescopes, placés à une certaine distance l'un de l'autre dite *base* B. Le pouvoir de résolution R_{Int} de l'interféromètre dépend plus de la taille du simple télescope, mais de la distance entre ceux-ci.

$$R_{\text{Int}} \propto \frac{\lambda}{B} \tag{2.1.2}$$

De cette façon il est possible de s'affranchir des limites structurelles et de construction des télescopes monolithiques de taille gigantesque en utilisant

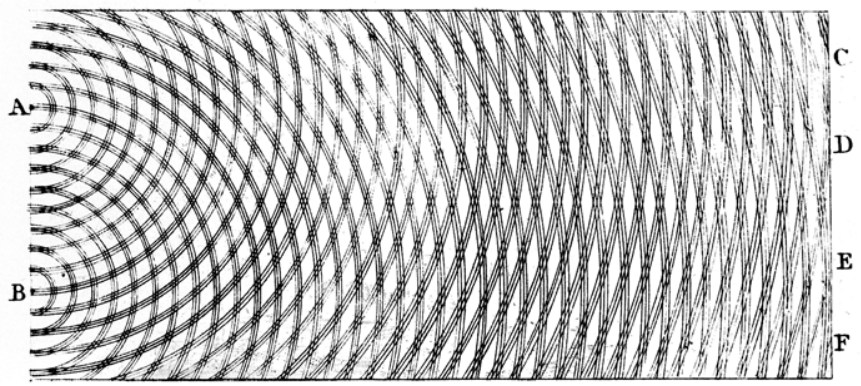


Figure 2.2 – Illustration originale de Thomas Young de l'expérience des deux fentes.

cet autre technique observationnelle.

L'histoire de l'interférométrie commença par l'expérience des fentes de Thomas Young (1800), au tout début du dix-neuvième siècle [2]. Celle-ci consiste à faire mélanger les faisceaux de lumière provenant de la même source et passant par deux petites ouvertures pratiquées dans un écran. En plaçant un deuxième écran un peu éloigné du premier, Young observa l'alternance de franges sombres et brillantes dues à l'interférence entre les deux faisceaux, démontrant ainsi la nature ondulatoire de la lumière.

La Fig. 2.2 montre l'illustration originale dessinée par Young décrivant l'expérience des deux fentes. La découverte du phénomène des interférences lumineuses ouvrit de nouvelles perspectives dans la physique et en particulier dans l'astronomie.

Une cinquantaine d'années plus tard, Hyppolyte Fizeau (1851) réalisa que le contraste entre les franges brillantes et sombres était directement relié à taille de la source, ainsi qu'à la séparation entre les deux ouvertures. Il proposa ainsi une idée révolutionnaire pour mesurer le diamètre d'une étoile autre que le Soleil (Fizeau, 1868), simplement en plaçant un écran d'Young sur l'ouverture d'un télescope.

Cette idée dut attendre quelques années avant que Edouard Stephan (1874) la mette en pratique pour la première fois en 1873. Malgré les difficultés observationnelles, Stephan atteignit les limites de diffraction du télescope de 80 centimètres utilisé, fixant ainsi des valeurs de limite supérieure aux diamètres stellaires de plusieurs étoiles qu'il observa. L'interférométrie en astronomie venait de voir le jour.

Ensuite, Albert Michelson (1891a) implémenta la technique de Fizeau

2. Déjà Isaac Newton avait observé le phénomène d'interférence des *anneaux de Newton*, qui sera expliqué un siècle et demi plus tard dans le cadre de la théorie ondulatoire de la lumière.

sur un réfracteur de 12 pouces et mesura avec succès le diamètre apparent des satellites de Jupiter mais échoua dans la mesure de diamètre stellaire (Michelson, 1891b). Une vingtaine d'années plus tard, Michelson & Pease (1921) essayèrent à nouveau de mesurer le diamètre angulaire de Bételgeuse et d'autres étoiles en équipant un télescope de 2.5 mètres avec une poutre de 6 mètres à l'entrée de celui-ci. Sur la poutre étaient installés deux périscopes d'écartement variable afin de pouvoir faire des mesures avec de différentes bases. Cette fois-ci, l'expérience fut un succès.

La stabilité instrumentale doit être une fraction de la longueur d'onde λ des observations. Si les performances de stabilité instrumentale requises dans le cas du visible sont de l'ordre du dixième de micromètre ces conditions sont fortement relaxées en radio, où la stabilité admise est de l'ordre de quelques centimètres. À cause de la difficulté technique et instrumentale de l'interférométrie dans le visible, celle-ci connut une période creuse en faveur l'interférométrie dans le domaine des longueurs d'onde radio. Il faudra attendre la deuxième moitié du vingtième siècle pour que l'interférométrie optique soit relancée grâce aux travaux d'Antoine Labeyrie. Ce dernier réalisa au plateau de Calern le premier interféromètre dans le visible à partir de deux télescopes indépendants (I2T) et mesura le diamètre angulaire de Vega (Labeyrie, 1975). Depuis, l'interférométrie optique longue base a connu un essor et, à ce jour, plusieurs observatoires sont équipés d'un interféromètre.

2.2 Les bases de l'interférométrie

L'interférométrie est une méthode de mesure basée sur les interférences entre les ondes électromagnétiques. Celle-ci est utilisée en astronomie aussi bien en infrarouge-optique qu'en radio. Afin de présenter les bases physiques de l'interférométrie, il est tout d'abord nécessaire d'introduire quelques définitions.

2.2.1 La cohérence de la lumière

Une onde électromagnétique plane peut être décrite par une fonction complexe

$$\psi(\vec{x}, t, \lambda) = A(\vec{x}, t, \lambda) e^{i\phi(\vec{x}, t, \lambda)}, \tag{2.2.1}$$

où $A(\vec{x}, t, \lambda)$ et $\phi(\vec{x}, t, \lambda)$ représentent respectivement le module et la phase de l'onde à la position $\vec{x}$, à l'instant t et à la longueur d'onde λ.

Lorsqu'un ensemble d'ondes électromagnétiques arrivent sur un détecteur, le signal observé S est égal à

$$S = \left\langle \Big| \sum_{i=1}^{N} \psi_i \Big|^2 \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} |\psi_i|^2 + \sum_{i,j} \langle \psi_i \cdot \psi_j^* \rangle, \tag{2.2.2}$$

où i et j sont des indices qui identifient chacune des N ondes électromagnétiques. Les premiers termes $|\psi_i|^2$ sont des termes d'énergie, les deuxièmes décrivent l'interférence entre les ondes électromagnétiques.

Nous définissons *fonction de cohérence mutuelle* le terme

$$\Gamma_{i,j} = \langle \psi_i \cdot \psi_j^* \rangle. \tag{2.2.3}$$

De même, nous pouvons définir le terme de *degré de cohérence complexe*

$$\gamma_{i,j} = \frac{\langle \psi_i \cdot \psi_j^* \rangle}{|\psi_i|^2 + |\psi_j|^2}. \tag{2.2.4}$$

Le degré de cohérence complexe peut être aussi écrit comme

$$\gamma_{i,j} = \mu_{i,j} e^{i\phi_{i,j}}, \tag{2.2.5}$$

où $\mu_{i,j}$ et $\phi_{i,j}$ sont respectivement le module et la phase du degré de cohérence mutuelle. Lorsque le degré de cohérence complexe entre deux ondes électromagnétiques (i, j) est nul, nous disons que celles-ci sont incohérentes. Deux ondes incohérentes sont incapables de former des franges d'interférences et contribuent directement à l'intensité du signal.

La cohérence est l'ensemble des propriétés de corrélation d'un système ondulatoire. Autrement dit, la cohérence mesure la capacité de deux rayonnements d'interférer entre eux. Nous définissons *domaine de cohérence* le support sur lequel s'étend la cohérence du rayonnement. Au contraire, deux rayonnements sont *incohérents*, si ils ne produisent pas d'interférences lorsqu'ils se combinent. Un rayonnement sera cohérent s'il possède une phase uniforme qui lui permet d'interférer avec lui-même sur un certain domaine de cohérence.

Nous pouvons distinguer trois cas spécifiques de cohérence.

- La *cohérence spatiale* est liée aux décalages des systèmes d'interférence générés dans le cas d'une source étendue. Ceux-ci dépendent donc de la dimension angulaire ϑ de l'objet. Le rayonnement reste cohérent tant que $\vartheta \ll \lambda/B$, où B est la distance entre les deux ouvertures de l'interféromètre.
- La *cohérence chromatique* est liée aux décalages des systèmes d'interférence produits par les différentes composantes chromatiques du rayonnement. Ceux-ci dépendent donc de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ du rayonnement observé. Le rayonnement reste cohérent tant que $\Delta\lambda \ll \lambda/B$.
- La *cohérence temporelle* est due à la durée du train d'ondes émis par la transition atomique ou moléculaire qui a produit le signal que nous observons. La durée τ est liée à la largeur naturelle de la raie $\delta\lambda = c\tau$. En général celle-ci est très petite par rapport à la largeur de la bande spectrale $\Delta\lambda$ de l'observation, $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$.

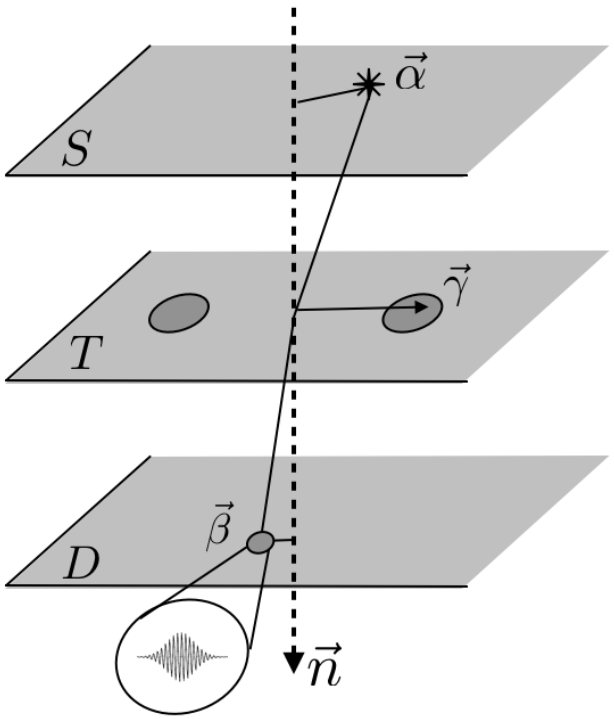


Figure 2.3 – Schéma de propagation des ondes lumineuses à travers l'interféromètre. Les plans S, T, D représentent respectivement le plan de la source, des ouvertures et du détecteur où se forment les franges d'interférence.

2.2.2 L'équation interférométrique

Nous considérons un système interférométrique idéal pour introduire les équations fondamentales de l'interférométrie (Fig. 2.3). Notre interféromètre se compose d'une source lumineuse placée à l'infini (plan S), un écran avec des ouvertures représentant le système des télescopes (plan T) et, plus loin, un deuxième écran sur lequel se trouve notre détecteur (plan D). La source lumineuse est à l'infini, ainsi la lumière qui traverse l'interféromètre au moment t peut être décrite comme une onde électromagnétique plane qui se propage dans la direction reliant directement la source et les télescopes.

Le champ émis par la source à la position angulaire $\psi_S(\vec{\alpha})$ est

$$\psi_S(\vec{\alpha}) = A(\vec{\alpha}) \cdot e^{-i(\omega t + \phi(\vec{\alpha}))}, \tag{2.2.6}$$

où ω est la pulsation et $\phi(\vec{\alpha})$ est la phase du champ électrique dependant de la position angulaire. En arrivant à la position $\vec{\gamma} = \vec{r}/\lambda$ dans le plan des télescopes, elle aura un décalage de phase égal à $-2\pi(\vec{\alpha} \cdot \vec{\gamma})$.

Le champ sur le plan T sera alors

$$\psi_T(\vec{\alpha}, \vec{\gamma}) = \psi_S(\vec{\alpha}) \cdot e^{-i2\pi(\vec{\alpha} \cdot \vec{\gamma})}. \tag{2.2.7}$$

De même, l'onde passant par le point $\vec{\gamma}$ et projetée sur l'écran dans la

position angulaire $\vec{\beta}$ aura un décalage de phase supplémentaire égale à $2\pi(\vec{\beta}\cdot\vec{\gamma})$.

Le champ sur le plan D sera

$$\psi_D(\vec{\alpha},\vec{\beta},\vec{\gamma}) = \psi_T(\vec{\alpha},\vec{\gamma})\cdot e^{i2\pi(\vec{\beta}\cdot\vec{\gamma})}. \tag{2.2.8}$$

Autrement dit, le champ électrique ponctuel qui décrit l'onde lumineuse que nous avons jusque-là définie, émise par la source en $\vec{\alpha}$, passant par la position $\vec{\gamma}$ sur le plan des ouvertures, et enfin arrivant sur le détecteur en $\vec{\beta}$ est

$$\psi_D(\vec{\alpha},\vec{\beta},\vec{\gamma}) = A(\vec{\alpha})\cdot e^{-i(\omega t+\phi(\vec{\alpha}))}\cdot e^{-i2\pi((\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot\vec{\gamma})}. \tag{2.2.9}$$

Le champ total qui impacte le détecteur est égal à l'intégrale sur le ciel et sur les ouvertures du champ ponctuel

$$\Psi_D(\vec{\beta}) = \iiiint \psi_D(\vec{\alpha},\vec{\beta},\vec{\gamma})\cdot\mathcal{X}(\vec{\gamma})\,d\vec{\gamma}\,d\vec{\alpha}, \tag{2.2.10}$$

où $\mathcal{X}$ est la fonction d'ouverture.

Sur le détecteur, nous allons mesurer l'intensité du flux lumineux $\mathcal{I}$ qui est proportionnel aux signal S moyenné sur le temps d'observation à la position β. À partir des Eq. 2.2.2 et 2.2.3, nous pouvons écrire l'équation de l'interférogramme

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \Big\langle \iiint \Big|A(\vec{\alpha})\Big|^2 e^{-i2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot(\vec{\gamma}-\vec{\gamma}')}\cdot\Pi_i(\vec{\gamma})\Pi_j^*(\vec{\gamma}')\,d\gamma\,d\gamma'\,d\alpha\Big\rangle_t, \tag{2.2.11}$$

où $\Pi_{i,j}$ sont les différentes pupilles composantes la fonction d'ouverture $\mathcal{X}$. Le calcul de l'interférogramme (Eq. 2.2.11) est détaillé en An. A.

L'interféromètre est sensible à la cohérence de la lumière qui traverse le réseau des ouvertures ou des télescopes. Cette cohérence est mesurée par la fonction de cohérence mutuelle entre chaque couple de pupilles

$$\Gamma_{i,j} = \Big\langle \iiint \Big|A(\vec{\alpha})\Big|^2 e^{-i2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot(\vec{\gamma}-\vec{\gamma}')}\cdot\Pi_i(\vec{\gamma})\Pi_j^*(\vec{\gamma}')\,d\gamma\,d\gamma'\,d\alpha\Big\rangle_t. \tag{2.2.12}$$

Les termes $\Gamma_{i,i}$ représentent l'intensité lumineuse, ou photométrie, $\mathcal{I}_i$ passant par la seule pupille Π_i.

Cas de deux pupilles ponctuelles

Prenons le cas simple de deux pupilles ponctuelles et essayons de décliner l'équation de l'interférogramme (Eq. 2.2.11)

$$\Pi_i(\vec{\gamma}) = \delta(\vec{\gamma}-\vec{\gamma}_1)\,,\ \Pi_j(\vec{\gamma}') = \delta(\vec{\gamma}'-\vec{\gamma}_2). \tag{2.2.13}$$

À partir de l'Eq. 2.2.11 et des conditions de l'Eq. 2.2.13, nous pouvons déduire l'expression de l'interférogramme dans le cas considéré

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = (\mathcal{I}_1+\mathcal{I}_2)\Big(1+\frac{2\sqrt{\mathcal{I}_1\cdot\mathcal{I}_2}}{\mathcal{I}_1+\mathcal{I}_2}\,\mu_{1,2}\cos\Big(\phi_{1,2}-\frac{2\pi}{\lambda}\vec{\beta}\cdot\vec{B}_{1,2}\Big)\Big), \tag{2.2.14}$$

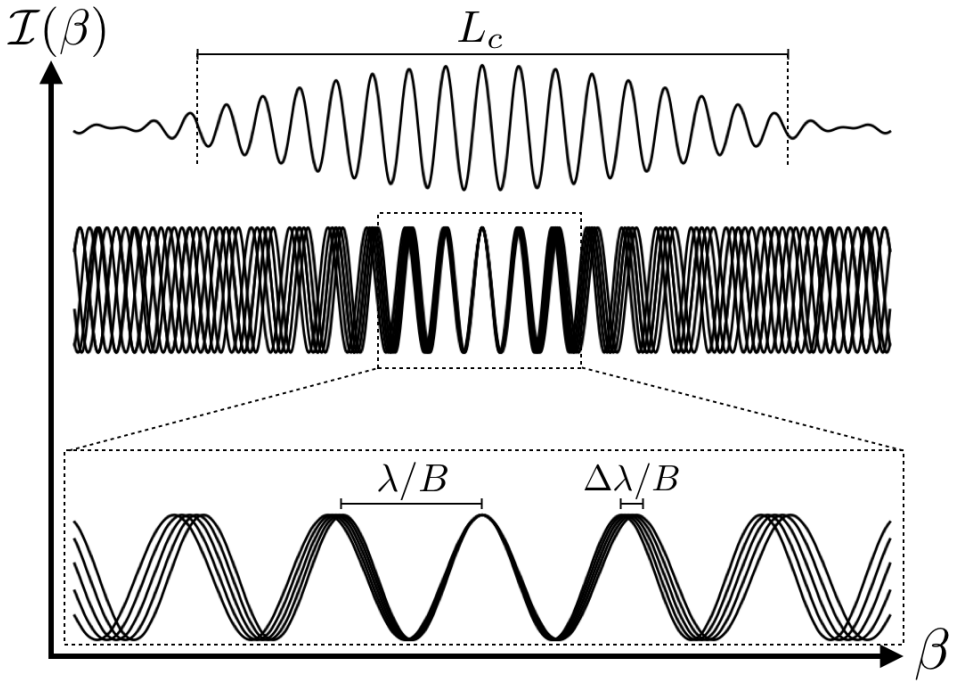


Figure 2.4 – Figure de franges produite par un interféromètre illustrant le principe de la cohérence chromatique de la lumière. En abscisse la position angulaire β sur le plan du détecteur et en ordonnée l'intensité théorique $\mathcal{I}(\beta)$. En haut, l'interférogramme mesuré. Au milieu, les différentes composantes du rayonnement caractérisées par la longueur d'onde moyenne λ et la largeur spectrale $\Delta\lambda$. En bas, un agrandissement du graphe du milieu. B et L_C sont respectivement, la distance entre les deux pupilles et la longueur de cohérence.

où $\vec{B}_{1,2}$ est la base entre les deux pupilles ponctuelles et $\mu_{1,2}$ et $\phi_{1,2} = (2\pi/\lambda)\vec{\alpha} \cdot \vec{B}_{1,2}$ sont respectivement le module et la phase du degré de cohérence complexe.

Cette équation décrit un système de franges sombres et brillantes. L'amplitude de ces variations et leur décalage permettent de mesurer directement le degré de cohérence complexe de la lumière entre les deux pupilles considérées.

En Fig. 2.4, on peut trouver l'illustration graphique d'une figure de frange produite par un interféromètre. Les graphes représentent l'intensité théorique en fonction de la position angulaire sur le detecteur $\mathcal{I}(\beta)$.

Cas général

En général, si le système a plus de deux pupilles, l'interférogramme total sera équivalent à la somme des interférogrammes produits par chaque couple de pupilles. Dans le cas de pupilles étendues nous avons que l'interférogramme est multiplié par la PSF des pupilles.

Pour une pupille circulaire de diamètre D, la PSF sera une tache d'Airy

$\mathcal{A}$ de taille $2.44 \cdot \lambda/D$. L'interférogramme monochromatique généré par un réseau de pupilles identiques circulaires peut être ainsi formulé

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \mathcal{A}(\vec{\beta})\Big(\sum_{i}^{N} \mathcal{I}_i + \sum_{i}^{N-1}\sum_{j=i+1}^{N} 2\sqrt{\mathcal{I}_i \mathcal{I}_j}\mu_{i,j}\cos\Big(\phi_{i,j} - \frac{2\pi}{\lambda}\vec{\beta}\cdot\vec{B}_{i,j}\Big)\Big), \tag{2.2.15}$$

où les indices i et j indiquent le couple des pupilles considérées étant N le nombre total d'ouvertures. Dans le cas d'un rayonnement avec une certaine largeur spectrale, l'interférogramme total est égal à la somme des différentes contributions monochromatiques.

2.2.3 La relation objet-image

À partir de l'interférogramme, Eq. 2.2.11, il est possible de dériver la relation entre la distribution de brillance de l'objet $\mathcal{O}(\vec{\alpha}) = |a(\vec{\alpha})|^2$ et l'image sur le détecteur, c'est-à-dire l'interférogramme lui-même. Pour faire cela, un changement de variable $\vec{\eta} = \vec{\gamma} - \vec{\gamma}'$ permet de mettre en évidence les intégrales de convolutions

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \underbrace{\int |a(\vec{\alpha})|^2 \underbrace{\int e^{-i2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot\vec{\eta}} \underbrace{\int \Pi(\vec{\gamma})\Pi^*(\vec{\gamma}+\vec{\eta})\, d\gamma}_{(1)\quad \mathrm{OTF}(\vec{\eta})}\, d\eta}_{(2)\quad \mathrm{PSF}(\vec{\alpha}-\vec{\beta})=\mathcal{F}(\mathrm{OTF})}\, d\alpha}_{(3)\quad (\mathcal{O}*\mathrm{PSF})} \tag{2.2.16}$$

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \mathcal{O}(\vec{\alpha}) * \mathrm{PSF}(\vec{\alpha} - \vec{\beta}). \tag{2.2.17}$$

PSF et OTF sont respectivement la réponse impulsionnelle de l'instrument et sa transformée de Fourier $\mathcal{F}$. L'image est égale à l'objet convolué par la réponse impulsionnelle de la fonction d'ouverture.

La Fig. 2.5 illustre la relation objet-image. Les images présentées dans le tableau sont des interférogrammes en deux dimensions et ils sont obtenus comme convolution entre l'objet et la PSF construite à partir des fonctions d'ouverture considérées. Les objets sont sur la ligne supérieure et les fonctions d'ouverture sont sur la colonne de gauche. Il y a trois exemples d'objets observés : un point source, un objet petit ou à la limite de résolution, et un objet grand ou totalement résolu. Sur la gauche, il y a des exemples de fonctions d'ouverture composés de plusieurs pupilles circulaires : 1, 2, 4, 12, télescopes de diamètre d disposés sur un cercle de diamètre $D > d$, et 1 télescope de diamètre D. La colonne relative au point source correspond à la PSF du système optique. Dans le premier cas, celui d'un seul telescope de diamètre d, on peut voir que les objets ne sont pas résolus. La taille du

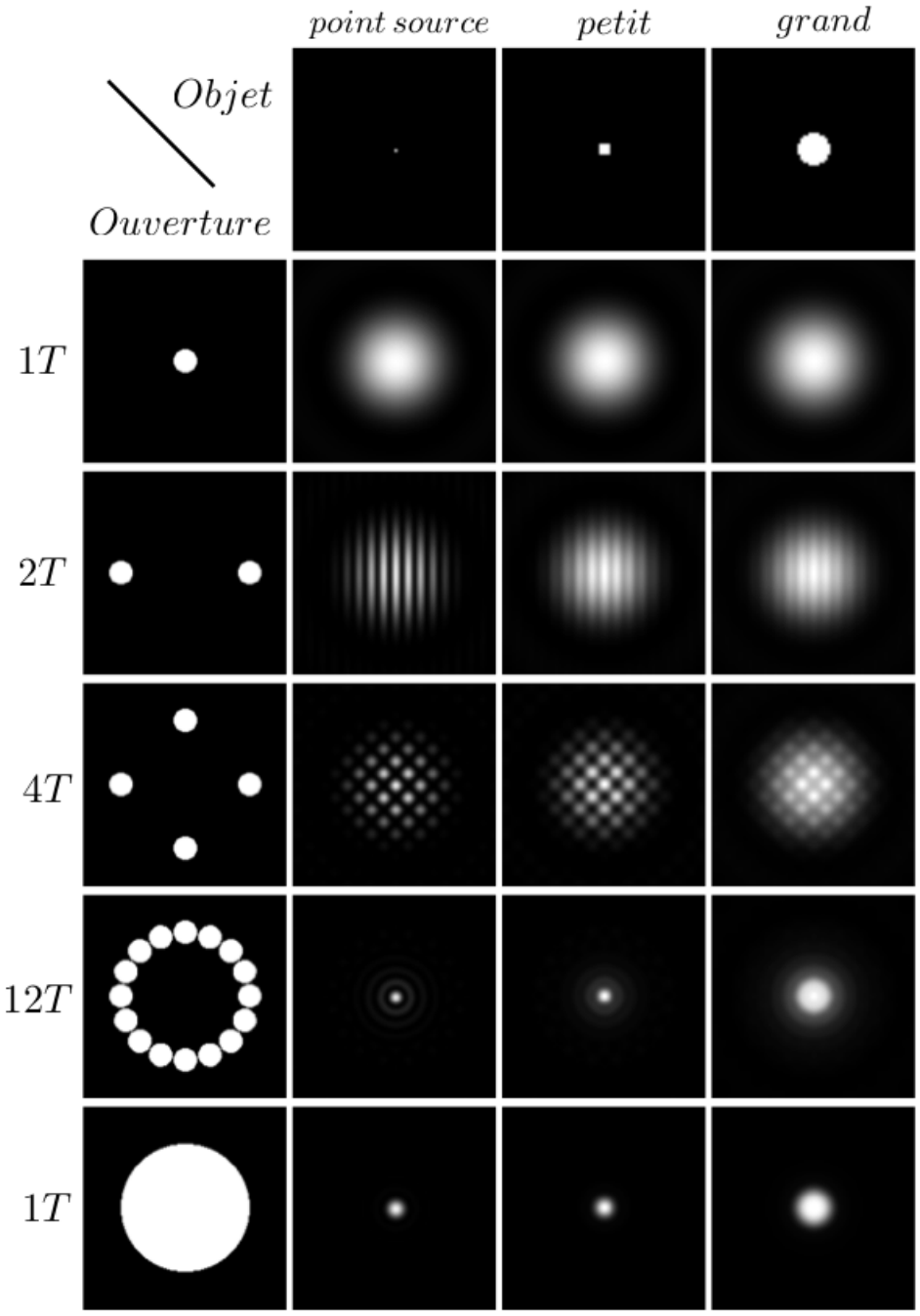


Figure 2.5 – Représentation de la relation objet-image. Les images présentées sont des interférogrammes en deux dimensions obtenus comme convolution entre l'objet et la PSF relative à la fonction d'ouverture considérée. Les objets sont sur la ligne en haut et les fonctions d'ouverture se trouvent sur la colonne de gauche.

télescope n'est pas suffisante pour voir des détails angulaires de la dimension des objets considérés. Nous ne sommes donc pas capables de distinguer les différents objets. Dans le deuxième cas, celui à deux télescopes, les images présentent des systèmes de franges enveloppées par la PSF de l'ouverture circulaire du télescope. Les franges sont orientées dans la direction de la base et le contraste dépend de la taille de l'objet. Dans le troisième cas, celui des quatre télescopes, on peut voir que les systèmes de franges se combinent et forment un maillage orienté avec les différentes bases de l'interféromètre. À fur et à mesure que l'on rajoute de télescopes, la PSF de l'interféromètre devient de plus en plus comparable à celle d'un seul télescope de diamètre D, correspondant à la distance maximale entre les télescopes de l'interféromètre. Dans les deux derniers cas, c'est-à-dire celui à douze télescopes et celui à un télescope de diamètre D, on peut voir que les objets sont résolus et que la taille de la PSF de l'interféromètre est égale à la taille de la PSF du télescope.

2.2.4 Le théorème de Zernike van-Cittert

Un des principaux résultats de l'optique de Fourier est le théorème de Zernike van-Cittert qui décrit la relation entre le degré complexe de cohérence et l'objet. La démonstration du théorème peut être trouvée sur de nombreux ouvrages tels que Glindemann (2010) ou Lena (2008). Son énoncé est le suivant : *Le degré de cohérence complexe est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution de brillance de la source*

$$\gamma_{1,2}(\vec{B}_{1,2}/\lambda) = \frac{\mathcal{F}(\mathcal{O})(\vec{B}_{1,2}/\lambda)}{\mathcal{F}(\mathcal{O})(0)}. \tag{2.2.18}$$

Un interféromètre mesure des observables qui sont directement liées au degré de cohérence complexe et, selon le théorème de Zernike et van-Cittert, celui-ci est égal à la transformée de Fourier normalisée de l'objet à la fréquence spatiale fixée par la base entre les pupilles $\vec{B}_{1,2}/\lambda$. Pour résumer, nous pouvons dire que : *Un interféromètre mesure le degré de cohérence de la lumière et celui-ci est directement relié à la transformée de Fourier de l'objet observé.*

Le Tab. 2.2 resume les équations et les relations fondamentales que nous avons introduites dans cette première partie. De suite, la liste des notations :

- $\psi(\vec{x}, t, \lambda)$ - Onde électromagnétique plane.
- $\Gamma_{i,j}$ - Fonction de cohérence mutuelle.
- $\gamma_{i,j}$ - Degré de cohérence complexe.
- $\mu_{i,j}$ - Module du degré de cohérence complexe.
- $\phi_{i,j}$ - Phase du degré de cohérence complexe.
- $\mathcal{I}(\vec{\beta})$ - intensité du flux lumineux.
- $\vec{B}_{i,j}$ - base entre les deux ouvertures i et j.

Onde électromagnétique plane (Eq. 2.2.6)
$\psi(\vec{x}, t, \lambda) = A(\vec{x}, t, \lambda)e^{i\phi(\vec{x},t,\lambda)}$
degré de cohérence mutuelle (Eq. 2.2.3)
$\Gamma_{i,j} = \langle \psi_i \cdot \psi_j^* \rangle$
degré de cohérence complexe (Eq. 2.2.5)
$\gamma_{i,j} = \frac{\langle \psi_i \cdot \psi_j^* \rangle}{\lvert\psi_i\rvert^2 + \lvert\psi_j\rvert^2} = \mu_{i,j} e^{i\phi_{i,j}}$
Interférogramme dans plan image dans le cas de 2 pupilles (Eq. 2.2.14)
$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = (\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2)\Big(1 + \frac{2\sqrt{\mathcal{I}_1 \cdot \mathcal{I}_2}}{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2}\, \mu_{1,2} \cos\Big(\phi_{1,2} - \frac{2\pi}{\lambda}\vec{\beta} \cdot \vec{B}_{1,2}\Big)\Big)$
Interférogramme dans plan image dans le cas de N pupilles (Eq. 2.2.2)
$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \mathcal{A}(\vec{\beta})\Big(\sum_i^N \mathcal{I}_i + \sum_i^{N-1} \sum_{j=i+1}^{N} 2\sqrt{\mathcal{I}_i \mathcal{I}_j}\mu_{i,j} \cos\Big(\phi_{i,j} - \frac{2\pi}{\lambda}\vec{\beta} \cdot \vec{B}_{i,j}\Big)\Big)$
Relation objet-image (Eq. 2.2.16)
$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \mathcal{O}(\vec{\alpha}) * \mathrm{PSF}(\vec{\alpha} - \vec{\beta})$
Théorème de Zernike van-Cittert (Eq. 2.2.18)
$\gamma_{1,2}(\vec{B}_{1,2}/\lambda) = \frac{\mathcal{F}(\mathcal{O})(\vec{B}_{1,2}/\lambda)}{\mathcal{F}(\mathcal{O})(0)}$

Tableau 2.2 – Résumé des équations fondamentales.

– $\mathcal{A}(\vec{\beta})$ - tache d'Airy.

2.2.5 Les techniques de recombinaison

Il existe plusieurs types de recombineurs avec différents schémas optiques. Tous peuvent être classifiés en deux grandes catégories : recombineurs coaxiaux et recombineurs multiaxiaux.

– **La recombinaison coaxiale** - Les faisceaux lumineux de chaque voie, ou télescope, sont alignés sur le même axe et recombinés à l'aide de lames semiréfléchissantes. Si les faisceaux sont bien alignés, le détecteur sera éclairé de façon homogène (teinte plate). Il est possible, de scanner l'interférogramme en faisant varier dans le temps (modulation temporelle) le chemin optique de l'un des faisceaux, permettant ainsi les mesures de visibilité. Une autre façon pour explorer l'interférogramme est donnée par la méthode de recombinaison ABCD. Celle-ci peut être appliquée dans le cas d'un système à 4 sorties retardées respectivement de $\phi_A = 0$, $\phi_B = 0.25\lambda$, $\phi_C = 0.5\lambda$, et $\phi_D = 0.75\lambda$. À partir de la mesure de l'intensité sur les quatre voies, il est possible d'estimer la visibilité et la phase (voir Sec. 2.7.2). Dans le cas coaxial, l'argument du cosinus de l'interférogramme en Eq. 2.2.2 est égal à $\phi_{ABCD} + \phi_{i,j}$, où ϕ_{ABCD} indique la phase relative à la voie considérée. PIONIER et MATISSE utilisent ce type de recombinaison (voir Sec. 2.9).
– **La recombinaison multiaxiale** - Les faisceaux lumineux sont recombinés à l'aide d'optiques convergentes produisant sur le détecteur un interférogramme. La modulation d'intensité est alors spatiale. Les mesures de visibilité se font directement à partir de l'interférogramme. L'Eq. 2.2.2 correspond à un interféromètre en recombinaison multiaxiale.

La recombinaison multiaxiale et coaxiale ont des performances à peu près équivalentes en matière de rapport signal à bruit et de sensibilité limite. En coaxiale, il faut 1 mesure par teinte plate et typiquement 4 mesures pour explorer une frange, comme dans le cas de la recombinaison ABCD. De plus, une mesure coaxiale ne permet pas de savoir où on se place dans le train d'ondes. En multiaxiale, il faut étaler une frange sur 4 pixels mais, dans ce cas, nous avons directement l'information de la position du centre de l'interfrange, qui correspond à l'OPD nulle.

En Fig. 2.6, le schéma représentant, à gauche, la recombinaison coaxiale et, à droite, la recombinaison multiaxiale.

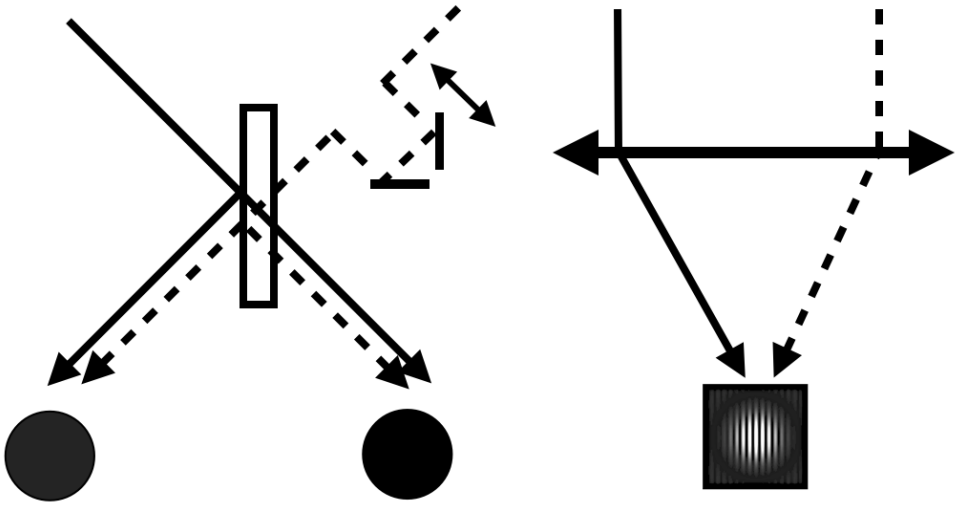


FIGURE 2.6 – À gauche, schéma recombinaison coaxiale : nous alignons les deux faisceaux pour les recombiner sur le même axe à l'aide de lames séparatrices et réfléchissantes. Cela produit une figure, appelée teinte plate, illuminée de façon homogène. En faisant varier temporellement le chemin optique de l'un des deux faisceaux, il est possible de scanner l'interférogramme ayant ainsi accès aux mesures de visibilité. À droite, schéma de recombinaison multiaxiale : dans ce cas, les franges sont générées par un montage trous d'Young et sont observables directement sur le détecteur.

2.3 La couverture du plan (u, v)

Les coordonnées dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire les fréquences spatiales, sont normalement indiquées comme plan (u, v) ou couverture (u, v), où $u = B_x/\lambda$ et $v = B_y/\lambda$. La couverture (u, v) d'une observation interférométrique peut être améliorée de différentes façons : la *super-synthèse*, le *nombre de télescopes*, et la *couverture spectrale*.

2.3.1 La super-synthèse

La *super-synthèse* se base sur le fait que la Terre tourne sur son axe entrainant dans ce mouvement les télescopes qui composent l'interféromètre. Avec la rotation, les bases entre les télescopes projetés sur le ciel varient. Cela permet d'obtenir une plus grande quantité de configurations. La projection dépend de l'angle horaire h, de la latitude l et de la déclinaison δ. L'angle horaire h dépend du temps sidéral local t et de l'ascension droite α par la relation $h = t - \alpha$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_{\text{north}} \\ B_{\text{east}} \\ B_{\text{up}} \end{pmatrix} \tag{2.3.1}$$

$$
\begin{aligned}
a_{11} &= -\sin(l)\sin(h) \\
a_{12} &= \cos(h) \\
a_{13} &= \cos(l)\sin(h) \\
a_{21} &= \sin(l)\cos(h)\sin(\delta) + \cos(l)\cos(\delta) \\
a_{22} &= \sin(h)\sin(\delta) \\
a_{23} &= -\cos(l)\cos(h)\sin(\delta) + \sin(l)\cos(\delta) \\
a_{31} &= -\sin(l)\cos(h)\cos(\delta) + \cos(l)\sin(\delta) \\
a_{32} &= -\sin(h)\cos(\delta) \\
a_{33} &= -\cos(l)\cos(h)\cos(\delta) + \sin(l)\sin(\delta).
\end{aligned} \tag{2.3.2}
$$

Pour un objet défini, déclinaison δ fixe, les coordonnées (u, v) dépendent seulement d'une expression liée aux $\cos(h)$ et $\sin(h)$ et se trouvent donc sur une ellipse (voir Fig. 2.8).

2.3.2 Le nombre de télescopes

Augmenter le *nombre de télescopes* N_t permet de densifier la couverture (u, v), à condition que la configuration de ceux-ci ne présente pas de redondance. Le nombre de bases indépendantes sera

$$N_b = \frac{N_t(N_t - 1)}{2}. \tag{2.3.3}$$

Nous voudrions évaluer une visibilité et une phase pour chaque base, ce qui nous donne un nombre d'inconnues

$$N_i = N_t(N_t - 1). \tag{2.3.4}$$

Or, en optique-infrarouge, nous ne mesurons pas directement la phase mais la clôture de phase et la visibilité. Le nombre de clôtures de phase indépendantes (Millour, 2008) étant

$$N_\Phi = \frac{(N_t - 1)(N_t - 2)}{2}. \tag{2.3.5}$$

Le nombre de clôtures de phase est donné par la façon de choisir le premier télescope, N_t, multiplié par la façon de choisir le deuxième télescope, $N_t - 1$, multiplié la façon de choisir le troisième télescope, $N_t - 2$, divisé par le nombre de permutations des trois télescopes, 6. Or, pour chaque quadruplet de télescopes, il y a une clôture qui est égal à la combinaison linéaire des trois autres. Cela explique l'Eq. 2.3.5. Le nombre de mesures est égal à la somme du nombre de visibilité et le nombre de clôtures de phase

$$N_o = (N_t - 1)^2. \tag{2.3.6}$$

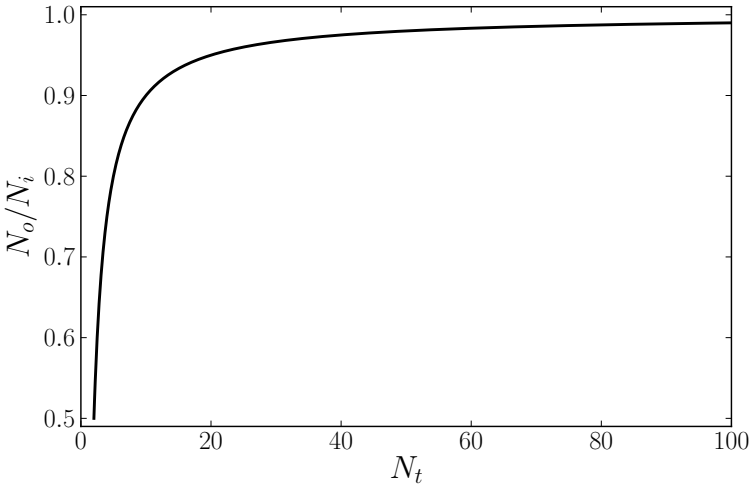


Figure 2.7 – Rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues N_o/N_i en fonction du nombre de télescopes n_t de l'interféromètre (voir aussi le Tab. 2.3.)

Le rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues est donc égal à

$$\frac{N_o}{N_i} = \frac{(N_t - 1)}{N_t}. \tag{2.3.7}$$

Cette dernière équation nous suggère que plus grand est le nombre de télescopes, plus nous serons capables de reconstruire l'information de la visibilité complexe pour toutes les fréquences spatiales considérées.

En Fig. 2.7, le rapport N_o/N_i, qui indique la quantité d'information contenue dans les observables en fonction du nombre de télescopes N_t. Là où 3 télescopes ne donnent accès qu'au 2/3 de l'information, un interféromètre de 10 télescopes permettrait d'attendre le 90% de l'information. Le Tab. 2.3 indique le nombre de mesures dont nous disposons et du rapport N_o/N_i pour des interféromètres avec un nombre différent de télescopes.

Le cas polychromatique

Ce même raisonnement peut être étendu au cas de la spectro-interférométrie où nous avons N_λ longueurs d'onde. Nous avons donc que le nombre d'inconnues N_i est égal à

$$N_i = N_\lambda \cdot N_t(N_t - 1), \tag{2.3.8}$$

ce qui correspond à une visibilité et une phase pour chaque longueur d'onde et chaque couple de télescopes. Le nombre de visibilités mesurées est égal à

$$N_v = N_\lambda \cdot \frac{N_t(N_t - 1)}{2}, \tag{2.3.9}$$

le nombre de clôtures de phase N_Φ devient

$$N_\Phi = N_\lambda \cdot \frac{(N_t - 1)(N_t - 2)}{2}, \tag{2.3.10}$$

Tableau 2.3 – Nombre des observables et pourcentage d'informations dont nous disposons en fonction du nombre de télescopes de l'interféromètre. N_t, nombre de télescopes, N_v, nombre de visibilités, N_Φ, nombre de clôtures de phase, N_o/N_i rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues, c'est-à-dire l'information contenue dans nos mesures.

N_t	N_v	N_Φ	N_o/N_i
2	1	0	50%
3	3	1	67%
4	6	3	75%
5	10	6	80%
10	45	36	90%
20	190	171	95%
50	1225	1176	98%
100	4950	4851	99%

et le nombre de phases différentielles $N_{\Delta\phi}$ est égal à

$$N_{\Delta\phi} = (N_\lambda - 2) \cdot \frac{N_t(N_t - 1)}{2}. \tag{2.3.11}$$

Cela parce que pour reconstruire la phase à partir de la phase différentielle il est nécessaire de connaitre les deux paramètres $a_{i,j}$ et $b_{i,j}$ (voir Sec. 2.7.6) pour chaque couple de télescopes.

Le nombre d'observables mesurées dans les deux cas où nous considérions, d'une part, la visibilité plus la clôture de phase, et de l'autre, la visibilité plus la phase différentielle devient respectivement

$$N'_o = N_v + N_\Phi = N_\lambda \cdot (N_t - 1)^2 \tag{2.3.12}$$

$$N''_o = N_v + N_{\Delta\phi} = (N_\lambda - 1) \cdot N_t(N_t - 1). \tag{2.3.13}$$

À partir de cela, nous pouvons évaluer le rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues dans les deux cas considérés.

$$\frac{N'_o}{N_i} = \frac{N_t - 1}{N_t}\,,\ \frac{N''_o}{N_i} = \frac{N_\lambda - 1}{N_\lambda}. \tag{2.3.14}$$

Nous pouvons remarquer que dans le cas de la visibilité plus la clôture de phase, nous n'avons aucun gain par rapport au cas monochromatique.

2.3.3 La couverture spectrale

La *couverture spectrale* permet d'améliorer la couverture (u, v) si la taille de l'objet ne varie pas dans l'intervalle spectral considéré. Dans le cas spécifique où les dimensions de l'objet changent dans le domaine spectral des

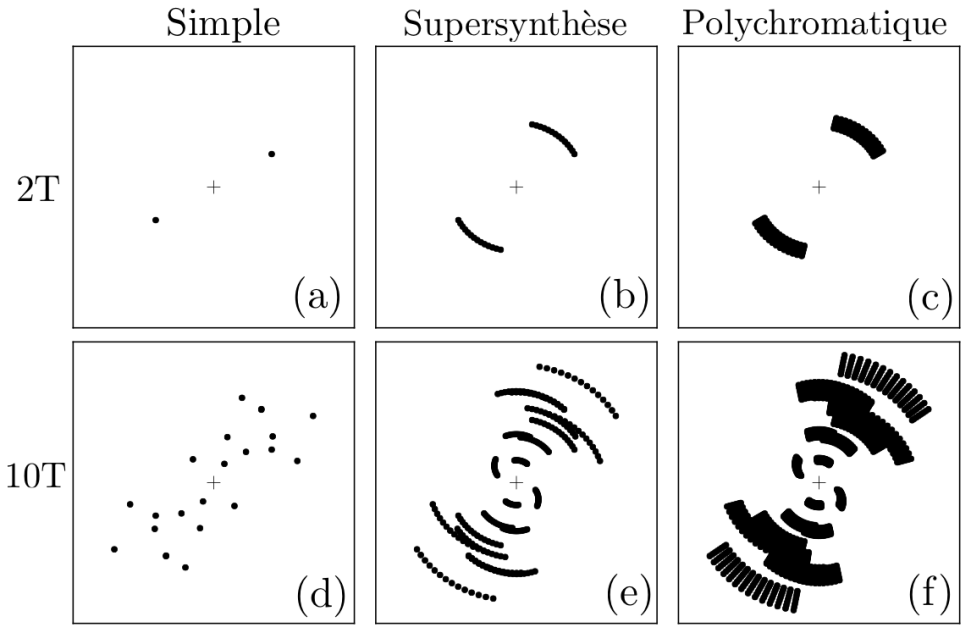


Figure 2.8 – Couverture (u, v) pour un ensemble de mesures à 2 et à 10 télescopes. La colonne de gauche, montre les points (u, v) simples, la colonne du milieu, les points simples avec l'effet de la super-synthèse, et la colonne de droite, l'effet de la supersynthèse et de l'étalement spectrale combinés.

observations, il faudra considérer séparément chaque canal spectral, ce qui de fait ne permet pas d'améliorer le plan (u, v).

La Fig. 2.8 montre les effets de remplissage du plan (u, v) grace à la super-synthèse et à la couverture spectrale.

2.4 Les turbulences atmosphériques

Jusque-là nous avons parlé du pouvoir de résolution théorique d'une lunette ou d'un télescope, mais dans le cas réel d'une observation sur Terre, l'atmosphère brouille l'image et limite la résolution de nos observations.

L'instabilité des masses d'air chaud et froid est la cause de la turbulence qui fait varier l'indice de réfraction de l'air déformant ainsi le front d'onde de la lumière qui traverse l'atmosphère.

Il existe trois effets principaux de cette distorsion du front d'onde :

- L'*étalement*, correspond à la formation d'images de dimensions supérieures à celles causées par la simple diffraction. Ceci est dû à la perte de cohérence spatiale du front d'onde sur la pupille d'entrée.
- L'*agitation*, où l'image se déplace à cause de la variation de l'angle d'arrivée moyen du front d'onde sur la pupille d'entrée.
- La *scintillation*, c'est-à-dire, la variation d'intensité du flux lumineux due à la dispersion de la part de l'atmosphère.

Prenons une étoile ou une planète comme une source lumineuse suffisamment lointaine pour que l'on puisse considérer que le front d'onde de la lumière que nous observons est un front d'onde plane. En accord avec la définition donnée dans l'Eq. 2.2.6, nous pouvons décrire cette onde électromagnétique plane perçue au sol sous forme d'une amplitude complexe où $A(\vec{x}, t, \lambda)$ et $\phi(\vec{x}, t, \lambda)$ représentent respectivement le module et la phase de l'onde à la position x et à l'instant t et à la longueur d'onde λ. L'atmosphère agit sur les deux termes, A et ϕ, mais en particulier sur la phase. Cela produit une perte de cohérence sur le front d'onde lumineux en limitant ainsi la résolution effective des observations.

Dans le but de quantifier l'effet de la turbulence, Fried (1966) proposa le paramètre r_0, correspondant au diamètre qu'un télescope aurait sans les effets de l'atmosphère pour que sa résolution soit équivalente à celle imposée par la turbulence. En présence de l'atmosphère, la résolution du télescope est limitée à $R \propto \lambda/r_0$ même si le diamètre de l'instrument permettait, théoriquement, une meilleure résolution. Le paramètre de Fried est proportionnel à la longueur d'onde à la puissance 6/5, $r_0 \propto \lambda^{6/5}$, et décroît davantage vers les courtes longueurs d'ondes. Autrement dit, la turbulence est plus faible en IR que dans le visible. Pour avoir un ordre de grandeur, nous pouvons dire que dans des conditions d'observation excellentes, comme à Paranal, la valeur de r_0 est égal à $\sim$ 15 cm pour $\lambda = 550$ nm, $\sim$ 50 cm pour $\lambda = 1.5$ μm, et $\sim$ 70 cm pour $\lambda = 2.0$ μm.

Un effet important de la présence de l'atmosphère est la limitation du temps de cohérence. Dans le visible, celui-ci est de l'ordre des millisecondes et en infrarouge de l'ordre de 10 ms. Le temps de cohérence de l'atmosphère représente une limite supérieure au temps d'intégration des observations. Ceci est la cause principale de la limite de sensibilité de l'interférométrie optique au sol.

Une solution pour réduire les effets de la turbulence atmosphérique vient de l'optique adaptative. L'idée est de mesurer les variations de phase $\Delta\phi$ du front d'onde et de lui additionner une correction $-\Delta\phi$ à l'aide d'un miroir déformable par un réseau d'actuateurs commandé en temps réel sur une boucle fermée. Dans le cas de l'interférométrie, même en équipant chaque télescope d'optiques adaptatives, l'atmosphère introduit une OPD entre les différentes ouvertures, ce qui produit en décalage des franges. Le suiveur de frange sert, spécifiquement, à corriger l'OPD variable et aléatoire apporté par les turbulences atmosphériques. Faisant en parallèle, nous pourrions dire que, le suiveur de frange est à l'interférométrie ce qu'est l'optique adaptative pour l'optique classique.

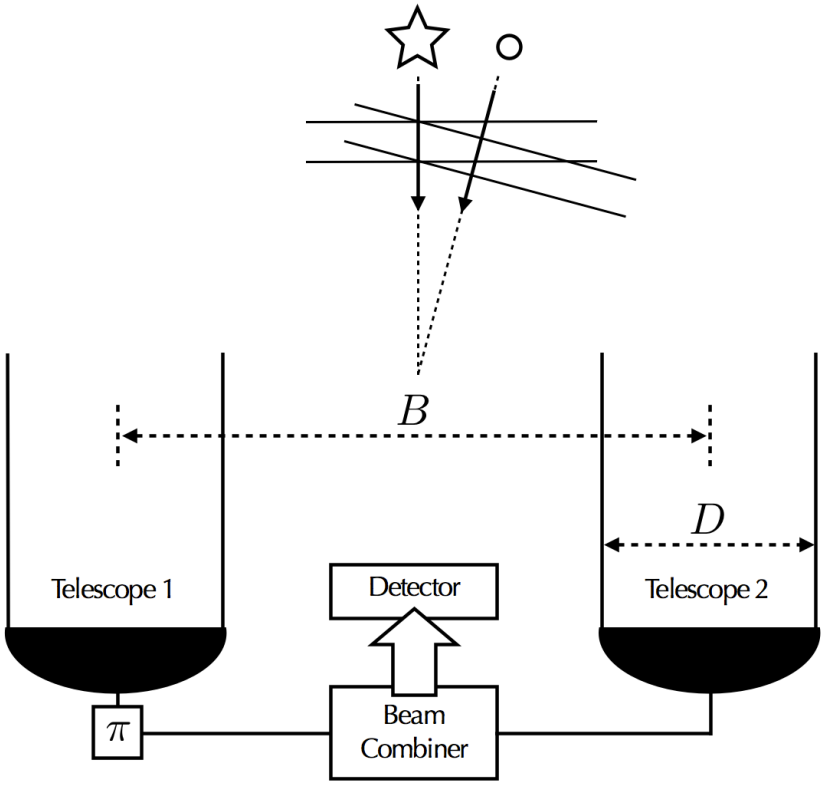


FIGURE 2.9 – Schéma de l'interféromètre en frange noire de Bracewell. Un déphasage de π est introduit entre les voies interférométriques de façon à obtenir une interférence destructive sur l'axe.

2.5 L'interférométrie en franges noires

L'*interférométrie en franges noires*, ou *franges sombres* ou encore *nulling*, a été proposée par Bracewell & MacPhie (1979) dans le cadre de la recherche de planètes extrasolaires ou exoplanètes, c'est-à-dire, planètes qui tournent autour d'autres étoiles que le Soleil. L'idée de l'interférométrie en frange noire est de recombiner en interférence destructive la lumière collectée par un réseau de télescopes de façon à éliminer la contribution de l'étoile principale, permettant aux autres composantes d'émerger et d'être plus facilement détectables. D'une part, on s'arrange pour que l'étoile soit sur la frange sombre. Si la planète se trouve sur une frange brillante, alors nous aurons un contraste optimal. Afin d'obtenir un instrument en configuration *nulling* il est nécessaire d'introduire un déphasage de π entre les voies interférométriques.

Un interféromètre en frange noire mesure le *taux d'extinction* ou *taux de nulling*, qui correspond à l'intensité du minimum divisée par l'intensité du maximum.

$$N = \frac{\mathcal{I}_{\min}}{\mathcal{I}_{\max}}. \tag{2.5.1}$$

En Fig. 2.9, nous montrons le schéma de l'interféromètre en frange noire proposé par Bracewell. Celui-ci est un interféromètre à deux télescopes de diamètre D et séparé par une base B. Si les faisceaux sont recombinés en état, alors l'interférence sur l'axe est constructive et le flux de l'étoile transmit par l'interféromètre est maximum. Dans le cas du nulling, nous ajoutons un étage de déphasage de π entre les voies interférométriques. De cette façon nous aurons une interférence destructive sur l'axe. Le flux de l'étoile centrée sur l'axe, sera alors atténué par l'interférence destructive. Par contre, si une planète se trouve en correspondance d'une frange brillante, alors son flux sera transmis.

2.6 L'environnement circumstellaire

Les premières théories modernes sur l'origine du système solaire proposées par Immanuel Kant (Kant, 1798) et Pierre-Simon Laplace (Laplace et al., 1829) ont été inspirées par l'observation et l'étude de notre propre système solaire. Cela a conduit à la théorie classique de la formation planétaire par accrétion de noyaux (Pollack et al., 1996). Par ailleurs, depuis la découverte de la première planète extrasolaire Mayor & Queloz (1995), de nombreuses autres planètes ont été détectées révélant une richesse inattendue en matière de typologie et d'architecture de systèmes planétaires. Ces observations montrent l'existence de planètes très massives et très proches de l'étoile hôte, à moins de 0.1 UA, appelées "Jupiters chauds", et des planètes avec des masses de l'ordre d'environ 10 fois la masse de la Terre, appelées "Super-Terres". Cela nous oblige à adopter des principes et des modèles de formation planétaire qui permettent d'expliquer l'existence de ces types d'objets qui ne sont pas présents dans notre système solaire. La Fig. 2.10 (Han et al., 2014) montre le nombre d'exoplanètes détectées chaque année. Aujourd'hui (Mai 2016), nous connaissons environ 1600 planètes externes à notre propre système solaire.

Le signal lumineux en provenance d'une exoplanète est très faible si comparé à celui de l'étoile hôte. Typiquement, une Terre émet un flux dans le visible un milliard de fois plus faible que sa propre étoile. Le signal de la planète se retrouve "noyé" dans la lumière diffusée par l'environnement circumstellaire, composé de gas, de poussière, et de débris de différentes tailles. C'est pour cette raison que la matière exozodiacale et les disques de débris entourant les étoiles ont longtemps été apperçues comme un obstacle dans la quête de nouvelles planètes. La Fig. 2.11 montre les spectres d'un système Solaire tel que le nôtre placé à la distance de 10 pc d'un observateur (Kasting et al., 2009). Le rapport de flux entre une étoile comme le Soleil et une Terre varie en fonction de la bande spectrale considérée. Celui-ci est de l'ordre de 10^{-6}-10^{-7} aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen (5-20

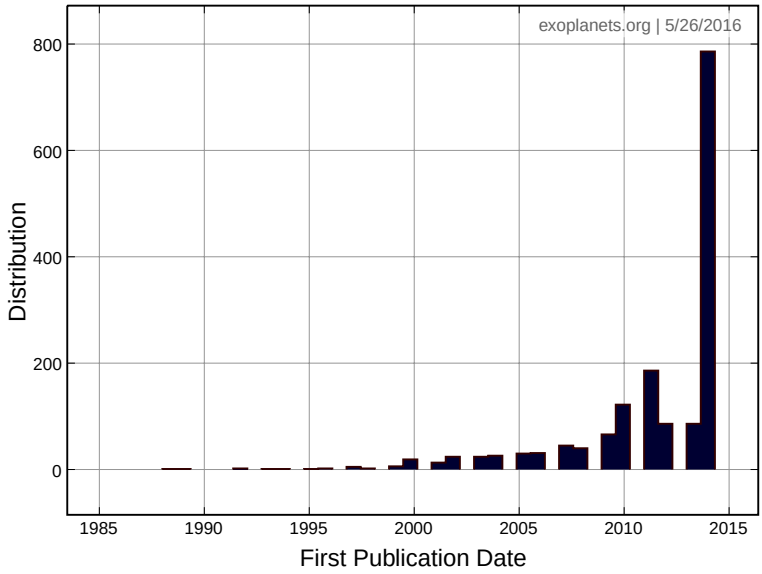


FIGURE 2.10 – Nombre d'exoplanètes confirmées, en fonction de l'année de publication du papier de référence. Crédit : exoplanets.org (Han et al., 2014).

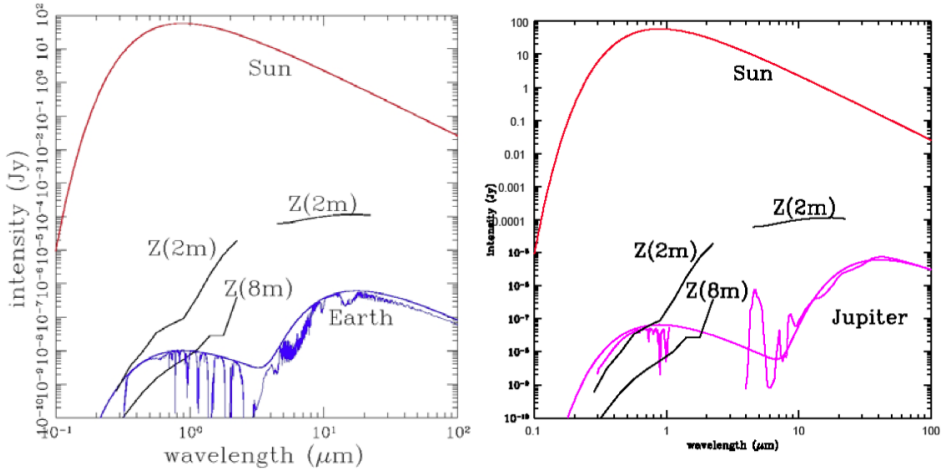


FIGURE 2.11 – Spectre d'un système Solaire tel que le nôtre placé à la distance de 10 pc d'un l'observateur (Kasting et al., 2009).

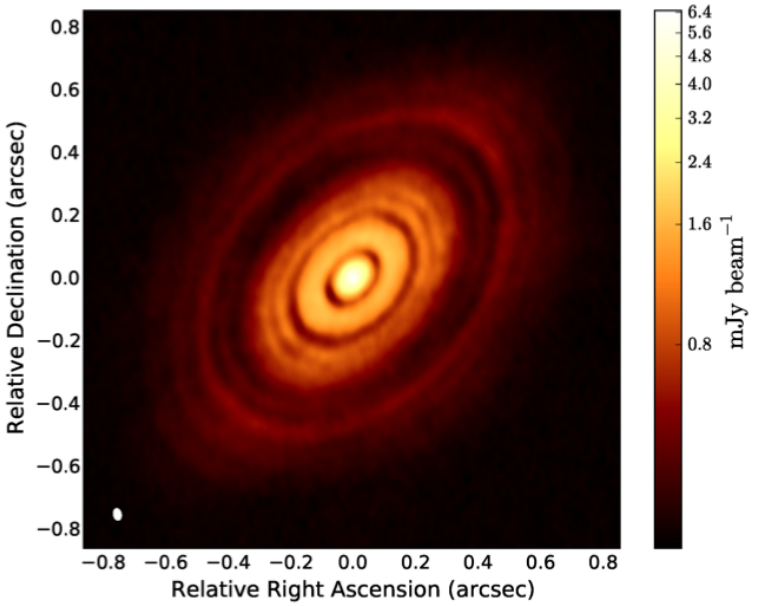


Figure 2.12 – Image dans le continu à 1.29 mm de HL Tau réalisé à partir de données collectées avec ALMA. Crédits : Dipierro et al. (2015).

μm) ou bien de 10^{-9}-10^{-10} aux longueurs d'onde du visible (400-900 nm). Le signal d'une éventuelle Terre sera donc plus facilement détectable en infrarouge plutôt qu'en optique. L'observation des exoplanètes est d'autant plus difficile que la séparation angulaire entre l'étoile et la planète est petite, le flux de la planète est très petit par rapport à celui de l'étoile.

Depuis plusieurs années maintenant, il est devenu clair que la composition, la structure, et la morphologie des disques protoplanétaires peuvent nous renseigner sur la présence de planètes en formation ou déjà formées. Dans le cas des objets jeunes, les planètes en formation créent des sillons dans les disques de débris qui entourent les étoiles centrales. La Fig. 2.12 montre une image reconstruite à partir de données ALMA à 1.29 mm du disque protoplanétaire entourant HL Tauri. Cette image montre une série d'anneaux brillants concentriques séparés par des sillons vraisemblablement créés par des planètes en formation. La complexité de l'environnement circumstellaire fait de la reconstruction d'image un outil essentiel pour aider dans l'interprétation des données interférométriques.

2.7 Les observables interférométriques

Les observables interférométriques sont les grandeurs physiques que nous pouvons mesurer directement en utilisant un interféromètre. L'interférogramme dépend du degré complexe de cohérence de la lumière, et celui-ci est égal à la transformée de Fourier normalisée de l'objet à la fréquence

spatiale fixée par la base entre les pupilles.

La mesure des observables doit donc permettre de reconstruire l'information relative au module et à la phase du degré complexe de cohérence de la lumière, $\gamma_{i,j} = \mu_{i,j}\, e^{\phi_{i,j}}$ (voir la Sec. 2.2). La visibilité $\mu_{i,j}$ correspond à la densité spectrale d'énergie normalisée, et la phase $\phi_{i,j}$ correspond au déplacement du système de franges.

Considérons maintenant la grandeur en sortie à chaque instant de l'interféromètre, $V_{i,j}(t)$, appelée *visibilité complexe*, relative au couple de télescopes i et j. Celle-ci est égale au degré complexe de cohérence multiplié par les termes d'amplitude complexe qui décrivent la transmission à travers les ouvertures $g_i(t)$, plus un terme additif d'erreur, $\varepsilon_{i,j}(t)$

$$V_{i,j}(t) = g_i(t)^* g_j(t) \cdot \gamma_{i,j} + \varepsilon_{i,j}(t), \tag{2.7.1}$$

où i et j sont les indices qui identifient les télescopes.

En fonction du nombre de télescopes et de la résolution spectrale de l'interféromètre nous avons accès à plusieurs observables spécifiques, détaillées dans cette section ci-dessous.

2.7.1 Le problème de la calibration

Un interféromètre mesure une série d'observables liées à la visibilité complexe de l'objet. Or, l'observation introduit un biais d'une part dû aux effets de l'atmosphère et d'autre part dû à la transmission du signal à travers l'interféromètre. Ce biais se traduit mathématiquement comme un terme de visibilité complexe qui ira se combiner avec la visibilité complexe de l'objet pour donner enfin le terme de visibilité complexe mesuré par l'interféromètre. La visibilité et la phase mesurées sur l'interféromètre $(V^{\text{int}}_{i,j}, \phi^{\text{int}}_{i,j})$ seront allor au premier ordre

$$|V^{\text{int}}_{i,j}(\lambda)| = c^{\text{n}}_{i,j} \cdot |V_{i,j}(\lambda)| \tag{2.7.2}$$

$$\phi^{\text{int}}_{i,j}(\lambda) = \phi_{i,j}(\lambda) + a^{\text{n}}_{i,j} + b^{\text{n}}_{i,j}\frac{1}{\lambda}, \tag{2.7.3}$$

où les paramètres $a^{\text{n}}_{i,j}$, $b^{\text{n}}_{i,j}$, et $c^{\text{n}}_{i,j}$ sont des termes inconnus dus à la transmission du signal à travers l'atmosphère et à travers l'instrument. La *calibration* des mesures est une procédure nécessaire afin de pouvoir s'affranchir de ces termes de transmission atmosphérique et instrumentale.

La visibilité et la phase instrumentale varient en fonction du seeing et chacun des télescopes de l'interféromètre est affecté par un terme de phase variable appelée *piston atmosphérique*. Normalement, la visibilité est calibrée à partir d'une mesure sur une source, appelé *calibrateur*, dont on connaît la valeur de visibilité. Pour calibrer la phase, on peut utiliser une méthode appelée *référence de phase* qui consiste à mesurer en parallèle l'objet et une source de calibration dont on connaît la valeur de la phase. Cette méthode est utilisé sur GRAVITY (voir Sec. 2.9).

Une autre façon de s'affranchir des effets de l'atmosphère sur la mesure de la phase est celle d'utiliser la *clôture de phase* ou bien, dans le cas de la spectro-interférométrie, la mesure de la *phase différentielle*. La clôture de phase et la phase différentielle sont présentées ici de suite.

2.7.2 La visibilité

Le module de la visibilité complexe est dénommé simplement *visibilité* $|V_{i,j}|$ et il peut être calculé de différentes façons à partir de l'interférogramme.

La méthode de Fourier

Une première technique, dite *méthode de Fourier*, consiste à faire la transformée de Fourier de l'interférogramme(Eq. 2.2.2)

$$|V_{i,j}| = \left| \frac{\mathcal{F}(\mathcal{I}(\vec{\beta}))|_{u=f_{i,j}}}{\mathcal{F}(\mathcal{I}(\vec{\beta}))|_{u=0}} \right|. \tag{2.7.4}$$

Le module de la transformée de Fourier normalisée de l'interférogramme à la fréquence $f_{i,j}$ correspond à la visibilité cherchée.

La méthode ABCD

Une deuxième façon de faire, dite *méthode ABCD*, consiste à mesurer une frange dans quatre points (A, B, C, D) décalés entre eux de $\pi/2$ et à calculer ensuite la visibilité

$$|V_{i,j}| = \frac{\sqrt{(\mathcal{I}_A - \mathcal{I}_C)^2 + (\mathcal{I}_B - \mathcal{I}_D)^2}}{2 \cdot (\mathcal{I}_A + \mathcal{I}_B + \mathcal{I}_C + \mathcal{I}_D)}. \tag{2.7.5}$$

La méthode ABCD suppose de connaître la taille des franges et fonctionne sous la condition que le déphasage entre les quatre voies soit bien $\pi/2$. La Fig. 2.13 illustre le principe de la méthode ABCD.

La méthode P2VM

Une troisième technique, appelée *Méthode P2VM* acronyme de *Pixel to Visibility Matrix* (Millour et al., 2004; Tatulli et al., 2007), a été proposée et implémentée dans l'instrument AMBER (Petrov et al., 2007). L'idée est celle de calibrer l'instrument à partir d'une source connue. En premier, on mesure le flux sur les pixels du détecteur qui observe la source de calibration. Cela permet d'obtenir une matrice que l'on appelle *Visibility to Pixel Matrix* (V2PM). La matrice P2VM est obtenue par inversion de la matrice V2PM mesuré. Cette deuxième matrice, V2PM, est utilisée pour évaluer la visibilité et la phase à partir des observations sur l'objet.

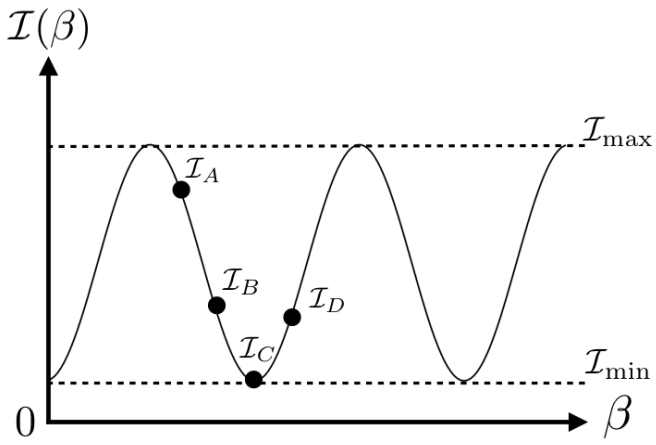


Figure 2.13 – Exemple d'un interférogramme avec l'indication des points utilisés pour mesurer le module visibilité.

La méthode directe

Une dernière approche, qui n'est pas utilisée, mais plutôt considérée comme *une vue d'esprit*, est la *méthode directe*. Dans cette approche, directement à partir de la mesure de l'intensité maximale $\mathcal{I}_{\max}$ et de celle minimale $\mathcal{I}_{\min}$ de l'interférogramme il est possible de calculer la visibilité

$$|V_{i,j}| = \frac{\mathcal{I}_{\max} - \mathcal{I}_{\min}}{\mathcal{I}_{\min} - \mathcal{I}_{\max}}. \tag{2.7.6}$$

En Fig. 2.13 un exemple d'interférogramme, $\mathcal{I}(\vec{\beta})$, avec l'indication des points utilisés pour mesurer le module de visibilité avec les méthodes directe et ABCD.

2.7.3 La visibilité différentielle

La visibilité différentielle $\Delta|V_{i,j}|$ est définie comme le module de la visibilité complexe en fonction de la longueur d'onde divisé par une visibilité de référence $\langle|V_{i,j}(\lambda)|\rangle_\lambda$. Cette référence est prise à partir d'une série de canaux spectraux où nous considérons que la visibilité de l'objet est constante

$$\Delta|V_{i,j}(\lambda)| = \frac{|V_{i,j}(\lambda)|}{\langle|V_{i,j}(\lambda)|\rangle_\lambda}. \tag{2.7.7}$$

2.7.4 La phase

Bien qu'il soit possible de mesurer la phase en interférométrie optique, celle-ci est fortement affectée par les turbulences atmosphériques. La phase peut être mesurée par la méthode de Fourier, par la méthode ABCD, ou bien par la méthode P2VM, mais étant celle-ci couplée au terme de perturbation

atmosphérique, elle est de fait peu exploitable. En général, la phase est sensible à la position de la source et peut nous renseigner aussi sur la présence d'asymétries dans la distribution de brillance de l'objet (Lachaume, 2003).

2.7.5 La clôture de phase

Dans le cas de trois (ou plus) pupilles, il est possible de définir une quantité appelée *clôture de phase*. Nous avons vu que chacun des télescopes est sujet à un *piston atmosphérique*, un terme de phase variable introduit par la turbulence atmosphérique. L'information de phase présente dans l'interférogramme par deux télescopes sera équivalente à la somme de trois termes ; le premier étant la phase relative à l'objet observé et les deux autres termes étant les phases additionnelles aléatoires dues à l'atmosphère.

Jennison (1958) proposa une technique en interférométrie radio capable de s'affranchir des termes de piston atmosphérique. L'idée est d'additionner les phases relatives à trois bases, éliminant de cette façon les termes de piston atmosphériques qui agissent sur les trois télescopes considérés. Les phases mesurées $\phi^{\text{int}}_{i,j}$ entre deux télescopes i et j étant

$$\begin{aligned} \phi^{\text{int}}_{1,2} &= \phi_{1,2} + \phi_{g_2} - \phi_{g_1} + \phi_{\epsilon_{1,2}} \\ \phi^{\text{int}}_{2,3} &= \phi_{2,3} + \phi_{g_3} - \phi_{g_2} + \phi_{\epsilon_{2,3}} \\ \phi^{\text{int}}_{3,1} &= \phi_{3,1} + \phi_{g_3} - \phi_{g_1} + \phi_{\epsilon_{3,1}}, \end{aligned} \tag{2.7.8}$$

où ϕ_{g_i} et $\phi_{\epsilon_{i,j}}$ sont les pistons atmosphériques et les erreurs qui s'appliquent sur chaque couple de télescopes.

En faisant la somme des trois phases mesurées les termes de piston atmosphérique disparaissent. La clôture de phase $\Phi_{1,2,3}$, qui est la somme des trois phases mesurées est alors égale à la somme des phases de l'objet

$$\Phi_{1,2,3} = \phi^{\text{int}}_{1,2} + \phi^{\text{int}}_{2,3} + \phi^{\text{int}}_{3,1} = \phi_{1,2} + \phi_{2,3} + \phi_{3,1} + \phi_{\epsilon_{1,2,3}}, \tag{2.7.9}$$

où $\phi_{\epsilon_{1,2,3}} = \phi_{\epsilon_{1,2}} + \phi_{\epsilon_{2,3}} + \phi_{\epsilon_{3,1}}$ est l'erreur sur la mesure de la clôture de phase. Ce processus est totalement général et peut être étendu au cas de plus de trois télescopes (Martinache, 2010).

La clôture de phase peut nous renseigner sur les asymétries dans la distribution de brillance de l'objet. Une clôture de phase égale à zéro ou π peut correspondre à un objet symétrique, cependant on ne peut pas en être sur et certain. Par contre, une clôture de phase différente de zéro ou π est un indicateur certain d'asymétrie de l'objet.

2.7.6 La phase différentielle

L'expression *phase différentielle* indique plusieurs choses : la différence entre les phases relatives à deux télescopes différents, la phase décrite par

rapport à une phase de référence, et la différence entre les phases mesurées entre deux canaux spectraux proches. Nous allons utiliser cette dernière définition. La phase différentielle est très utile pour évaluer la variation de la phase d'un objet avec des asymétries et des structures variables en fonction de la longueur d'onde sur un intervalle spectral.

À partir de l'expression de l'interférogramme nous pouvons écrire la phase $\phi_{i,j}(\lambda)^{\text{int}}$, c'est-à-dire le décalage du système de franges par rapport à l'axe optique ce qui correspond à l'argument du cosinus dans l'Eq. 2.2.2, en fonction de la longueur d'onde,

$$\phi_{i,j}(\lambda)^{\text{int}} = \phi_{i,j}(\lambda) + \frac{2\pi\delta(t)}{\lambda} + o\Big(\frac{1}{\lambda}\Big) \tag{2.7.10}$$

où $\delta(t) = (\vec{\alpha} - \vec{\beta})/2\pi$ est le terme d'OPD. En estimant proprement le terme d'OPD, il serait donc possible d'évaluer la phase de l'objet. La phase différentielle mesure la variation de phase entre les différents canaux spectraux par rapport à une valeur de référence ϕ_0. Cette référence est prise à partir d'une série de canaux spectraux où nous considérons que la phase de l'objet est constante en fonction de λ.

La phase différentielle est calculée à partir de la phase mesurée avec l'interféromètre à partir de laquelle nous soustrayons un terme linéaire en $1/\lambda$

$$\Delta\phi_{i,j}(\lambda) = \phi_{i,j}(\lambda)^{\text{int}} - a_{i,j} - b_{i,j}\frac{1}{\lambda} + o\Big(\frac{1}{\lambda}\Big), \tag{2.7.11}$$

où les termes $a_{i,j}$ et $b_{i,j}$ sont un offset et une pente calculé à partir de $\phi_{i,j}(\lambda)$. Le terme $a_{i,j} = \phi_0$ correspond justement à la phase de référence.

La phase différentielle est sensible à la position astrométrique et permet d'obtenir des informations sur les déplacements du photocentre en fonction de la longueur d'onde. Ce point est détaillé dans la Sec. 2.8.

2.7.7 Le taux d'extinction

Le *taux d'extinction*, ou *taux de nulling*, est l'observable interférométrique que l'on mesure avec un interféromètre en franges noires.

Il correspond à la mesure du flux lumineux au centre de l'interférogramme, c'est-à-dire avec $\vec{\beta} = 0$ (voir Eq. 2.2.2), normalisé par la photométrie. Dans ce type de mesure, il est important que l'interférogramme soit centré correctement de façon que la position $\vec{\beta} = 0$ corresponde à une OPD nulle. Ce centrage fin est assuré par un système de contrôle en boucle fermée appelé *suiveur de frange*.

Le taux d'extinction peut être relié au module de la visibilité complexe

$$N_{i,j} = \frac{\mathcal{I}_{\min}}{\mathcal{I}_{\max}} = \frac{1 - |V_{i,j}|}{1 + |V_{i,j}|}. \tag{2.7.12}$$

2.7.8 Le cas d'une source non résolue

Pour un objet partiellement résolu, il est possible de montrer que la phase, la visibilité carrée et la clôture de phase, sont proportionnelles respectivement aux trois premières puissances de la fréquence spatiale, $\phi \propto |u|$, $\mu^2 \propto |u|^2$, $\Phi \propto |u|^3$ (Petrov, 1989; Lachaume, 2003). Nous définissons le vecteur de *fréquence spatiale* $\vec{u} = \vec{B}/\lambda$, qui a comme composantes $u = B_x/\lambda$ et $v = B_y/\lambda$. Lorsque l'objet est partiellement résolu, nous avons donc une hiérarchisation des observables interférométriques.

On obtient ce résultat directement du théorème de Zernike van-Cittert. Considérons la transformée de Fourier normalisée de la distribution de brillance de l'objet. Le théorème de Zernike van-Cittert nous dit qu'elle est égale au degré complexe de cohérence. Nous assumons ici que le flux total de l'objet est normalisé

$$\gamma(\vec{u}) = \iint \mathcal{O}(\vec{\alpha})\, e^{-i2\pi(\vec{u}\cdot\vec{\alpha})}\, d^2\vec{\alpha}. \tag{2.7.13}$$

Dans le cas d'un objet partiellement résolu, nous avons que $\vec{\alpha} \ll \lambda/B \Rightarrow |\vec{u}\cdot\vec{\alpha}| \ll 1$, ce qui nous permet de développer l'Eq. 2.7.13 en série de MacLaurin. Nous pouvons ainsi écrire séparément la partie réelle et la partie imaginaire du développement

$$\mathrm{Re}\gamma(\vec{u}) = \iint \mathcal{O}(\vec{\alpha}) \left(1 - 2\pi^2(\vec{u}\cdot\vec{\alpha})^2 + O(|u|^4)\right) d^2\vec{\alpha} \tag{2.7.14}$$

$$\mathrm{Im}\gamma(\vec{u}) = \iint \mathcal{O}(\vec{\alpha}) \left(2\pi(\vec{u}\cdot\vec{\alpha}) - \frac{4}{3}\pi^3(\vec{u}\cdot\vec{\alpha})^3 + O(|u|^5)\right) d^2\vec{\alpha}. \tag{2.7.15}$$

La phase et la visibilité sont liées aux composantes, réelle et imaginaire, du degré complexe de cohérence par les relations triviales

$$\mu^2(\vec{u}) = \mathrm{Re}\gamma(\vec{u})^2 + \mathrm{Im}\gamma(\vec{u})^2 \tag{2.7.16}$$

$$\phi(\vec{u}) = \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}\gamma(\vec{u})}{\mathrm{Re}\gamma(\vec{u})}\right). \tag{2.7.17}$$

Cela nous permet de déduire les équations suivantes

$$\phi(\vec{u}) = -2\pi(M_1\cdot\vec{u}) + O(|u|^3) \tag{2.7.18}$$

$$\mu^2(\vec{u}) = 1 - 4\pi^2(M_2\cdot\vec{u}\cdot\vec{u}) + O(|u|^4) \tag{2.7.19}$$

$$\Phi(\vec{u}_{1,2},\vec{u}_{2,3},\vec{u}_{3,1}) = \frac{4}{3}\pi^3(M_3\cdot\vec{u}_{1,2}\cdot\vec{u}_{2,3}\cdot\vec{u}_{3,1}) + O(|u|^5), \tag{2.7.20}$$

où M_n est le moment d'ordre n de la distribution de brillance de l'objet,

$$M_n\cdot\vec{u}_1\cdots\vec{u}_n = \iint \mathcal{O}(\vec{\alpha})(\vec{\alpha}\cdot\vec{u}_1)\cdots(\vec{\alpha}\cdot\vec{u}_n)\, d^2\vec{\alpha}. \tag{2.7.21}$$

Le moment de premier ordre M_1 correspond au photocentre de l'objet.

Nous avons vu que pour un objet non résolu la phase, la visibilité carrée et la clôture de phase, sont proportionnelles respectivement aux trois premières puissances de la fréquence spatiale et aux moments des trois premiers

ordres de la distribution de brillance de l'objet. En utilisant la relation entre le taux d'extinction et la visibilité présentée en Eq. 2.7.12, nous pouvons facilement déduire que, pour un objet non résolu, le taux d'extinction est proportionnel au carré de la fréquence spatiale

$$N(\vec{u}) = \pi^2 M_2 \cdot \vec{u} \cdot \vec{u} + O(|u|^4). \tag{2.7.22}$$

Nous pouvons ainsi établir une hiérarchisation des observables interférométriques dans le cas d'une source non résolue

$$\phi(\vec{u}) \propto |\vec{u}| \tag{2.7.23a}$$
$$1 - \mu(\vec{u})\,,\ N(\vec{u}) \propto |\vec{u}|^2 \tag{2.7.23b}$$
$$\Phi(\vec{u}_{1,2}, \vec{u}_{2,3}, \vec{u}_{3,1}) \propto |\vec{u}|^3. \tag{2.7.23c}$$

2.8 Le photocentre différentiel

Directement à partir du théorème de Zernike van-Cittert, il est possible de démontrer que la phase $\phi(\vec{u})$, pour un objet non résolu, est proportionnelle à la fréquence spatiale $\vec{u}$ (Petrov, 1989; Lachaume, 2003). Le coefficient de proportionnalité est égal, à moins d'un facteur multiplicatif, à la composante du photocentre parallèle à la projection de la base sur le ciel

$$\lim_{\vec{u}\to 0} \phi(\vec{u}) = -2\pi(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{u}), \tag{2.8.1}$$

où $\vec{\varepsilon}$ est le photocentre de l'objet. Cela nous donne un moyen pour mesurer les déplacements du photocentre à partir de mesures de phase différentielle. La relation suivante, valable seulement pour les courtes bases, où l'objet n'est pas résolu, dérive directement de l'équation 2.8.1

$$\Delta\phi_{i,j}(\lambda) = -\frac{2\pi}{\lambda}(\Delta\vec{\varepsilon}(\lambda) \cdot \vec{B}_{i,j}). \tag{2.8.2}$$

Une seule base ne permet pas de contraindre le photocentre car il nous renseigne seulement sur la composante du photocentre qui est parallèle à la base projetée sur le plan du ciel. Au moins deux bases non alignées sont nécessaires afin de reconstruire la position du photocentre. Nous supposons que l'objet est centré sur l'origine du système de référence dans le continu.

L'erreur du déplacement du photocentre dépend donc exclusivement de l'erreur sur la mesure de la phase différentielle et n'est pas limitée par la diffraction de l'interféromètre. Cette propriété de *super-résolution* a été mise en évidence par Beckers (1982).

Chaque mesure identifie une droite sur le plan du ciel qui représente l'ensemble des positions possibles du photocentre associé à cette mesure donnée

$$r_{\Delta\phi} := a_{\Delta\phi} x + b_{\Delta\phi} y + c_{\Delta\phi} = 0, \tag{2.8.3}$$

où (x, y) son les coordonnées sur le ciel et $(a_{\Delta\phi}, b_{\Delta\phi}, c_{\Delta\phi})$ sont les paramètres de la droite $r_{\Delta\phi}$

$$\eta = \arctan\Big(\frac{B_x}{B_y}\Big) \tag{2.8.4}$$

$$a_{\Delta\phi} = \cos(\eta) \tag{2.8.5}$$

$$b_{\Delta\phi} = \sin(\eta) \tag{2.8.6}$$

$$c_{\Delta\phi} = \Big(\frac{\lambda}{2\pi|B|}\Big)\Delta\phi. \tag{2.8.7}$$

Cela nous donne un moyen pour évaluer le déplacement du photocentre à partir des mesures de phase différentielle, en sachant que dans ce cas nous ne sommes pas limités par le pouvoir de résolution de l'interféromètre, en ayant comme seule contrainte le bruit sur les mesures mêmes.

Dans le cas où le nombre de bases disponibles est supérieur à 2, un choix possible pour mesurer le photocentre est celui d'effectuer une moyenne pondérée des photocentres identifiés par chaque couple de bases disponibles.

La méthode que nous proposons pour mesurer les photocentres se compose de plusieurs étapes, résumée s ci-dessous :

- **Choix de la base maximale** : À partir des données ou de l'image reconstruite nous fixons la valeur maximale des bases que nous allons considérer pour le calcul des photocentres, $B_{\max} \leq \lambda/\vartheta_o$, où ϑ_o est la dimension angulaire de l'objet.
- **Calcul des paramètres des lignes droites** : Pour chaque base, nous calculons les paramètres de la droite qui identifie le lieu des photocentres.
- **Calcul des points d'intersection** : Pour chaque couple de bases, nous calculons le point d'intersection des deux droites. Celui-ci correspond au photocentre identifié par la couple de bases considérées. Il est clair que, si les droites relatives à un couple de bases sont quasi parallèles, l'erreur sur le photocentre sera plus importante. Afin d'éliminer ces points avec une grande incertitude, nous avons posé une condition d'angle minimal entre les droites considérées. Les points retenus sont ceux issu d'intersection de droites ayant un angle entre eux plus grand que $\pi/12$.
- **Calcul du photocentre** : À partir des points d'intersection, nous calculons une moyenne pondérée.

L'erreur sur le photocentre peut être évaluée directement à partir des fluctuations du photocentre dans le continu, au lieu de passer par la propagation des erreurs classique.

En Fig. 2.14 nous illustrons un exemple de calcul de photocentre mesuré à partir de données de phase différentielle autour d'une raie spectrale. En haut à gauche, la trajectoire du photocentre dans la raie : celui-ci part

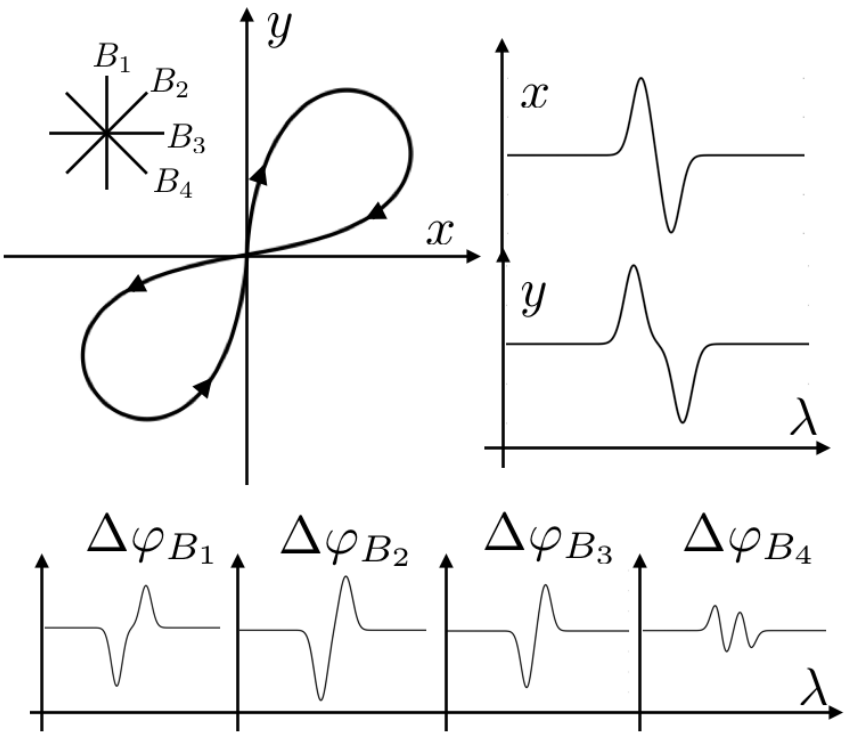


Figure 2.14 – Illustration de photocentre mesuré à partir de données de phase différentielle chevauchant une raie spectrale. En haut à gauche, la trajectoire du photocentre dans la raie (départ sur l'origine des axes, puis la boucle en haut à droite, ensuite la boucle en bas à gauche, reviens sur l'origine des axes). Les coordonnées en (x, y) sont indiqué dans le graphe en haut à droite. Les phases différentielles associées à ces 4 bases projetées, indiquées dans le premier quadrant, sont tracées en bas.

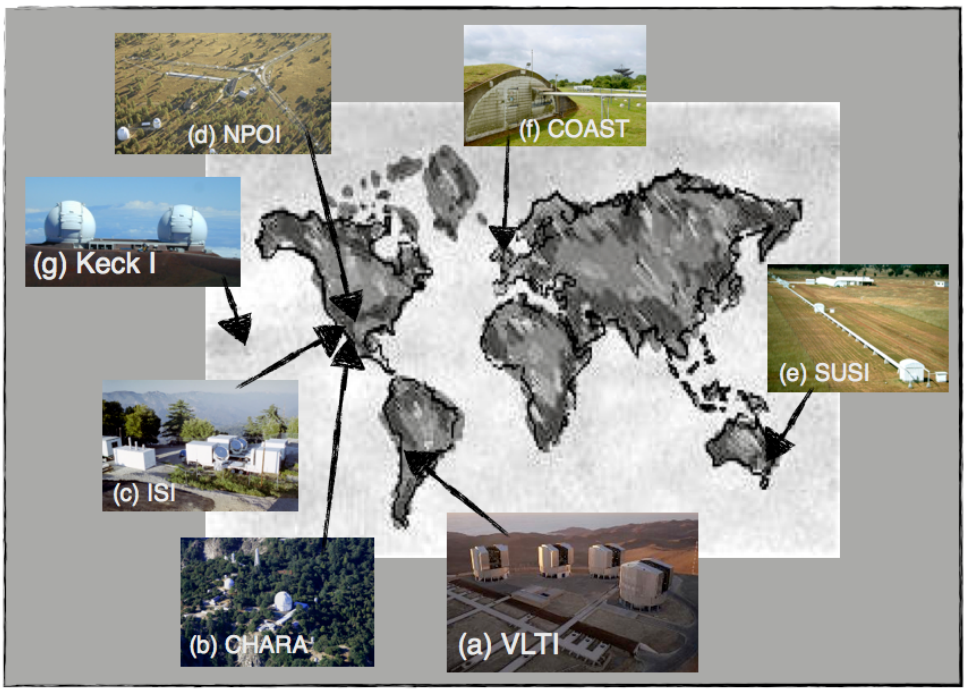


Figure 2.15 – Carte du monde avec l'emplacement des observatoires interférométriques à longue base en optique et en infrarouge en service en 2016 : (a) VLTI, (b) CHARA, (c) ISI, (d) NPOI, (e) SUSI, (f) COAST (g) Keck Interferometer. Credits : (a) ESO, (b) Eric Simison, (c) David Hale, (d) noao, (e) University of Sydney, (f) coast (g) NASA.

de l'origine, dans le continu avant-raie, et se déplace suivant la flèche en haut à droite sur le côté rouge de la raie, repasse par le centre pour faire ensuite une deuxième boucle en bas à gauche, côté bleu de la raie, et arriver enfin à nouveau sur l'origine des axes, continu après-raie. Les graphes en haut à droite, montrent les coordonnées en (x, y) pour aider à interpréter le déplacement du photocentre. Dans le premier quadrant, nous avons indiqué l'orientation de quatre bases. Les phases différentielles mesurées sur ces 4 bases projetées sont indiquées en bas de la Fig. 2.14.

2.9 Les instruments interférométriques

Pendant les dernières décennies, l'interférométrie s'est développée dans le monde et s'est équipée de nombreux instruments. Plusieurs de ces interféromètres ne sont plus en fonction, certains d'entre eux étant des prototypes. Dans le domaine de l'interférométrie optique à longue base (Optical Long Baseline Interferometry, OLBI) la communauté dispose, de nos jours, de six grandes structures listées dans le Tab. 2.4 et présentées en Fig. 2.15.

Tableau 2.4 – Liste des observatoires interférométriques à longue base en optique et infrarouge en service en 2016.

Nom	Localisation	Nb. Tel.	$B_{\min/\max}$ (m)	λ (μm)
VLTI	Cerro Paranal, Chili	8(4+4)	8 - 202	1.2 - 13
CHARA	Mont Wilson, É.U.	6	34 - 330	0.45 - 2.5
ISI	Mont Wilson, É.U.	3	4 - 70	9 - 12
NPOI	Anderson Mesa, É.U.	6	5 - 437	0.45 - 0.85
SUSI	Narrabi, Australie	2	5 - 640	0.4 - 0.9
COAST	Cambridge, Royaume-Uni	5	65	1.2 - 1.8
Keck-I	Hawaii, É.U.	2	85	1.6 - 2.2 - 3.8 - 10

L'interféromètre VLTI

Probablement l'interféromètre le plus connu au monde, le VLTI ,partie interférométrique du VLT (Very Large Telescope), est le seul interféromètre à grandes ouvertures opérationnel (Haguenauer et al., 2008). Il se situe à une altitude de 2635 m dans le désert d'Atacama sur le plateau du Cerro Paranal au Nord du Chili. Cette structure a été conçue et est dirigée par le European Southern Observatory, ESO. Le VLTI est équipé de quatre télescopes de 8 m et de quatre télescopes de 1.8 m de diamètre appelés respectivement UTs (Unit Telescopes) et ATs (Auxiliary Telescopes). Les ATs peuvent être installés sur différents emplacements, de façon à optimiser la couverture du plan (u, v) des observations en fonction des objectifs scientifiques de l'observateur. La base maximale théorique est de 200 m, et correspond à une résolution angulaire de 1 mas dans le proche infrarouge. Depuis son entrée en fonction, plusieurs instruments interférométriques ont été installés au foyer du VLTI.

- **L'instrument VINCI** *VLT INterferometer Commissioning Instrument* (Kervella et al., 2000), était un instrument de test qui permettait de recombiner les faisceaux de deux télescopes dans le proche infrarouge.
- **L'instrument MIDI** *MID-infrared Interferometric instrument* (Leinert et al., 2003), était un instrument qui combinait les faisceaux de deux télescopes, UT ou AT, permettant de mesurer le module de visibilité et la phase différentielle en bande N (8 - 13 μm). MIDI a été opérationnel jusqu'en mars 2015.
- **L'instrument AMBER** *Astronomical Multi-BEam combineR* (Petrov et al., 2007), est un spectro-interféromètre fibré proche infrarouge qui travaille en bande J, H et K entre 1.2 et 2.4 μm. Il recombine les faisceaux de lumière de trois télescopes, UT ou AT, et offre trois modes spectroscopiques avec différentes résolutions spectrales, basse ($R = \lambda/\Delta\lambda = 35$), moyenne ($R = 1500$) et haute ($R = 12000$). Les fibres optiques, utilisés dans AMBER pour faciliter la calibration

interférométrique des données, limitent le champ de vue au cône d'acceptance de la fibre sur le ciel, ~ 250 mas dans le cas des ATs et ~ 60 mas dans le cas des UTs. AMBER mesure trois observables reliées directement à l'amplitude et la phase de la transformée de Fourier de l'objet. Chaque mesure contient trois visibilités, trois phases différentielles et une clôture de phase, toutes dispersées spectralement. Il est encore toujours en fonction.

- **L'instrument PIONIER** *Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment* (Le Bouquin et al., 2011), est un instrument qui recombine les faisceaux provenant de quatre télescopes mesurant en même temps six visibilités et quatre clôtures de phase, à travers la bande H, 2.2μm en mode soit dispersé soit non dispersé. Le mode en basse résolution spectrale (R=40), permet d'avoir des mesures sur 3 ou sur 7 différents canaux spectraux. La magnitude limite qui peut être atteinte avec les ATs en mode dispersé en conditions moyennes est de $m_H = 7$ mag. La précision nominale sur les mesures de clôture de phase est de 0.5 degrés et celle sur les visibilités calibrées va de 3% à 15% en fonction des conditions atmosphériques (Le Bouquin et al., 2011). Il est toujours opérationnel.
- **L'instrument GRAVITY** *General Relativity Analysis via Vlt InTerferometrY*) (Eisenhauer et al., 2008), est un instrument qui combine les faisceaux de quatre télescopes, UT ou AT, en bande K (2.2 μm). Il a été concu principalement pour l'étude du trou noir au centre de notre Galaxie. Il permettra d'observer également des objets jeunes et leur environnement. GRAVITY est ouvert à la communauté depuis septembre 2015.
- **L'instrument MATISSE** *Multi-AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment* (Lopez et al., 2014), est un instrument qui recombine les faisceaux de 4 télescopes, UT ou AT, en bande L, M et N (3.5, 4.8, 10 μm). L'installation de MATISSE est prévue pour l'année 2017.

L'interféromètre CHARA

CHARA (*Center for High Angular Resolution Array*) est un interféromètre optique développé par l'Université de Géorgie situé à l'observatoire du Mont Wilson en Californie. Il se compose de 6 télescopes de 1 m de diamètre positionnés le long de trois axes en "Y" atteignant une base maximale de 330 m, qui correspond à une résolution de ~ 0.3 mas en optique. CHARA abrite le spectro-interféromètre VEGA, *Visible spEctro-Graph and polArimeter* (Stee et al., 2011), ainsi que l'instrument MIRC, *Michigan Infrared Combiner* (Monnier et al., 2006).

L'interféromètre ISI

ISI (*Infrared Spatial Interferometer*) est un interféromètre en infrarouge moyen (9-12 μm) développé par l'Université de Berkeley et situé, lui aussi, à l'observatoire du Mont Wilson en Californie. Il se compose de trois télescopes mobiles de 1.65 m de diamètre ayant une base maximale de 70 m, ce qui correspond à une résolution de $\sim$ 20 mas.

L'interféromètre NPOI

NPOI (*Navy Precision Optical Interferometer*) est un interféromètre optique à longue base géré par l'observatoire naval des États-Unis et situé à Anderson Mesa. Il est composé d'un réseau de six télescopes sur une distance maximale de 430 m.

L'interféromètre SUSI

SUSI (*Sydney University Stellar Interferometer*) est un interféromètre optique à longue base développé par l'Université de Sydney et localisé au Paul Wild Observatory proche de Narrabri en Australie. Il est composé de plusieurs sidérostats localisés sur une directrice nord-sud fixe avec une base maximale de 640 m, correspondant à $\sim$ 0.2 mas. Il est doté de deux instruments, MUSCA et PAVO.

L'interféromètre COAST

COAST (*Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope*) est un interféromètre optique situé au Mullard Radio Astronomy Observatory à Cambridge, aux Royaume-Uni. Il est composé de cinq télescopes de 40 cm de diamètre avec une base maximale d'environ 100 m, correspondant à une résolution de $\sim$ 1 mas.

L'interféromètre Keck I

Keck I (Colavita et al., 2003, 2013) est un interféromètre optique et proche infrarouge des observatoires du Mauna Kea sur le mont Mauna Kea de l'île de Hawaii à une altitude de 4145 m. Il est composé de 2 télescopes de 10 m de diamètre à une distance de 85 m. Il travaille en bande H (1.6 μm), K (2.2 μm), L (3.8 μm). Il inclue un mode nulling en bande N (10 μm) (Serabyn et al., 2012).

2.9.1 L'interférométrie dans l'espace

La détection et la recherche de planètes extrasolaires portent avec elle une autre question sous-jacente extrêmement importante : *y a-t-il d'autres*

planètes qui hébergent la vie ? Si nous étions capables de mesurer le spectre des planètes détectées nous pourrions essayer d'identifier une signature spectrale caractéristique qui présente des composantes reliées à la présence de la vie. Si identifiées, ces composantes, appelé *biomarqueurs*, permettraient de supposer la présence de vie sur les planètes observées. *DARWIN* (Léger et al., 1996) est un projet d'interféromètre annulant spatial qui a été proposé pendant les années '90. Le but de cette mission était la détection et la caractérisation spectrale de nouvelles exoplanètes, dans le but d'identifier des candidats aptes à héberger la vie. Ensemble à DARWIN, aussi d'autres projets avaient été proposés, comme le *Terrestrial Planet Finder Interferometer* (TPF-I) (Woolf, 2000).

TPF-I et DARWIN étaient très demandeur en termes de technologie. Plusieurs projets précurseurs ont été proposés afin de valider les différents requis technologiques nécessaires. Parmi eux, PEGASE (Baudoz et al., 2004) et FKSI (Danchi et al., 2003). À ce jour, les projets spatiaux cités ici ont été arretés.

Chapitre 3

La reconstruction d'image

3.1 Les problèmes direct et inverse 49
3.2 Les bases de la reconstruction d'image 51
3.2.1 La distance aux données 52
3.2.2 La régularisation 53
3.3 Les logiciels de reconstruction d'image 54

Ce chapitre présente des approches pour résoudre le problème inverse en interférométrie, d'une part avec de l'ajustement de modèle, et d'autre part, avec de la reconstruction d'image. Dans la Sec. 3.1 nous définissons le problème direct et inverse. Dans la Sec. 3.2, nous introduisons le formalisme et les éléments propres à la reconstruction d'image en interférométrie optique. La Sec. 3.3 présente les différents algorithmes et logiciels de reconstruction d'image à partir de données interférométriques.

3.1 Les problèmes direct et inverse

Imaginons de faire une observation d'un phénomène physique où le système en examen peut être décrit par un modèle caractérisé par un certain nombre de paramètres que nous listons dans un vecteur $\vec{x} = [x_1, x_2, ..., x_n]^T$. L'observation nous donne, en revanche, un ensemble d'observables $\vec{y} = [y_1, y_2, ..., y_l]^T$ liées aux paramètres du modèle par la relation

$$\vec{y} = \boldsymbol{A}(\vec{x}) + \vec{\varepsilon}, \tag{3.1.1}$$

où $\boldsymbol{A}$ est un opérateur, typiquement non linéaire, et $\vec{\varepsilon}$ un vecteur qui représente l'erreur sur la mesure. l et n indiquent respectivement le nombre de paramètres et le nombre de données.

Le *problème direct*, ou *modèle de formation des données*, consiste à élaborer une description suffisamment détaillée du système et prendre en compte toutes les étapes qui mènent du phénomène observé aux données collectées.

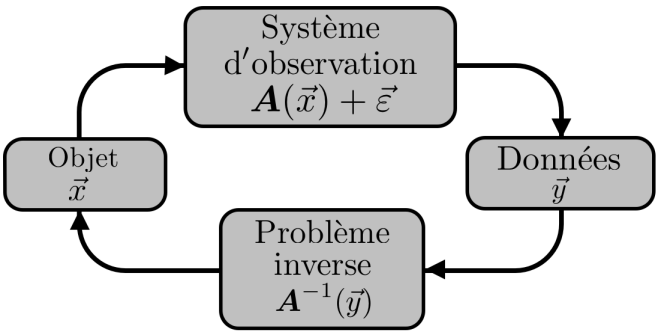


Figure 3.1 – Schéma des problèmes direct et inverse.

Il doit prendre en compte les différentes sources de bruits et la transmission du signal dans l'instrument de mesure même qui conduisent aux mesures, à partir desquelles les observables sont produites.

Le *problème inverse*, par contre, consiste à évaluer les paramètres du modèle qui décrivent le système physique à partir des données collectées. Nous dirons que le problème est *bien posé* si : (1) une solution existe, (2) la solution est unique et (3) elle dépend de façon continue des données (Lena, 2008). Nous dirons que le problème est *mal posé* si au moins l'une des trois propriétés n'est pas satisfaite.

La Fig. 3.1 montre le schéma des problèmes direct et inverse. Le problème direct se pose la question de comment décrire correctement l'objet, le système d'observation et le processus de mesure. Le problème inverse, par contre, se pose la question de comment extraire la valeur des paramètres qui décrivent l'objet à partir d'un ensemble de données.

Nous avons vu que l'interférométrie permet de mesurer des observables qui sont reliées à la visibilité complexe de l'objet observé, c'est-à-dire, à sa transformée de Fourier normalisée aux valeurs de fréquence spatiale définies par la longueur d'onde d'observation et par la position des différentes ouvertures de l'interféromètre. Ces mesures sont ensuite exploitées pour extraire de l'information sur la source essayant d'en caractériser les paramètres.

Une première technique pour aborder le problème inverse en interférométrie est dite *ajustement de modèle*. Cette méthode consiste à définir un modèle de l'objet caractérisé par un nombre réduit de paramètres et, ensuite, les ajuster aux données. L'ajustement aux données se fait sur la base du critère de maximisation de la vraisemblance. [1] Dans le cas de mesures indépendantes et suivant une loi statistique gaussienne le critère de maxi-

1. Selon la théorie de la probabilité, la *vraisemblance* se définit comme fonction de probabilité conditionnelle qui décrit un ensemble de valeurs y_i d'une loi statistique en fonction d'un ensemble de paramètres x_i connus (Tarantola, 2005).

misation de vraisemblance se réduit à la minimisation d'un χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{|\boldsymbol{A}(\vec{x})_i - y_i|^2}{\sigma_i^2}, \tag{3.1.2}$$

où σ est l'erreur sur les données. L'une des difficultés de cette approche est celle d'établir la pertinence d'un modèle plus ou moins complexe par rapport à un objet méconnu, dont on ignore à priori la géométrie spécifique.

L'opérateur $\boldsymbol{A}$ qui apparaît dans la relation entre $\vec{x}$ et $\vec{y}$, présenté dans l'Eq. 3.1.1, est un opérateur combinant la fonction de transfert optique OTF des pupilles, l'opérateur de transformée de Fourier discrète, et un terme de régularisation que nous alons définir ensuite.

L'Eq. 3.1.1 décrit un système de l équations, où l est le nombre de mesures à partir desquelles il faudra contraindre les n paramètres qui décrivent le modèle que nous voulons reconstruire. En général, le nombre des mesures dont nous disposons est inférieure au nombre de paramètres du modèle $l < n$. Entre autres, l'ensemble des mesures, ne couvre que partiellement l'ensemble des fréquences spatiales. Nous sommes donc typiquement dans le cas d'un problème inverse mal posé qui ne possède pas de solution unique.

La *reconstruction d'image* est une deuxième approche possible au problème inverse à partir de données interférométriques. Une image est une carte d'intensité lumineuse discrétisée sur un certain nombre d'éléments, appelés *pixels*. L'image peut être interprétée comme un modèle où chaque pixel correspond à un paramètre. Différemment de l'ajustement de modèle, où le nombre de paramètres ne dépasse pas quelques dizaines, dans le cas de la reconstruction d'image, le nombre de pixels à ajuster n_p grandit très rapidement en fonction de la taille de l'image n ($n_p = n^2$). Plusieurs facteurs font de la reconstruction d'image un problème inverse mal posé. D'un côté, dans la plupart des cas, le nombre de paramètres à régler est plus grand que le nombre de mesures disponibles. D'autre part, l'ensemble des fréquences spatiales des observations présente des trous, c'est-à-dire, des zones sans mesures. Cela implique qu'il n'y aura pas de solution unique au problème, mais plutôt une famille de solutions possibles.

3.2 Les bases de la reconstruction d'image

L'image est une représentation paramétrique de la distribution de brillance de l'objet. Elle peut être décrite comme combinaison linéaire

$$I(\vartheta) = \sum_{n=1}^{N} x_n b_n(\theta) \quad \xrightarrow{\mathcal{F}} \quad \hat{I}(\nu) = \sum_{n=1}^{N} x_n \hat{b}_n(\nu), \tag{3.2.1}$$

où $\mathcal{F}$ est la transformée de Fourier, l'ensemble $\{b_n(\theta)\}_{n=1,\ldots,N}$ est une base orthonormale qui indique la position des pixels de l'image, et $x_n \in \Re$ sont

les paramètres qui décrivent l'image, c'est-à-dire la valeur de chaque pixel. À l'issu du processus de réduction des données, nous avons un ensemble de mesures $\{y_l\}$, où l'indice l indique la mesure spécifique qui dépend de plusieurs variables (base, longueur d'onde et temps).

Une approche pour tenter de resoudre le problème consiste à rajouter une série de contraintes et d'*a priori* pour forcer la reconstruction vers des solutions qui paraissent plus pertinentes. Les premières contraintes que nous introduisons sont la *positivité* et la *normalisation*. La positivité consiste à imposer que la carte de brillance soit non négative. La normalisation consiste à fixer le flux total de l'image à 1, car toutes les observables sont normalisées.

$$x_n \geq 0\,,\ \forall n \quad , \quad \sum_n x_n = 1 \tag{3.2.2}$$

Afin de résoudre le *problème inverse mal posé* de la reconstruction d'image, nous utilisons une approche bayesienne (Lena, 2008). À partir du théorème de Bayes, il est possible de démontrer (Tarantola, 2005; Thiébaut, 2013) que maximiser la probabilité *a posteriori* que l'image $\vec{x}$ est vraie sachant les données $\vec{y}$, correspond à minimiser une fonction de coût $f(\vec{x})$ défini sur l'image même.

Nous pouvons écrire ainsi la fonction de coût

$$f(\vec{x}) = f(\vec{x})_{\text{data}} + \mu f(\vec{x})_{\text{prior}} \tag{3.2.3}$$

où $f(\vec{x})_{\text{data}}$ est une contribution qui dépend des données, et $f(\vec{x})_{\text{prior}}$ est la *régularisation*, qui permet de forcer la reconstruction vers des solutions privilégiées. Le terme μ, appelé hyper-paramètre, permet de régler le poids relatif entre la régularisation et les données.

3.2.1 La distance aux données

Le moyen le plus simple de mesurer l'accord entre le modèle et les données consiste à calculer la norme de l'erreur de mesure $\vec{e} = \vec{y} - \boldsymbol{A}(\vec{x})$, en fonction de la matrice de covariance des erreurs C_{err}

$$f(\vec{x})_{\text{data}} = \vec{e}^T \cdot C_{\text{err}}^{-1} \cdot \vec{e}. \tag{3.2.4}$$

Dans le cas de mesures indépendantes avec une statistique gaussienne, nous pouvons simplifier ainsi l'équation précédente

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{l} \frac{|\boldsymbol{A}(\vec{x})_i - y_i|^2}{\sigma_i^2}, \tag{3.2.5}$$

où σ_i^2 est la variance de la mesure i, qui correspond à l'élément (i,i) de la matrice C_{err}.

3.2.2 La régularisation

Il existe différents types de régularisations basés sur différents principes. Dans certains cas, il est possible d'associer à la régularisation une carte avec le poids spécifique, correspondant à chaque pixel de l'image. Cette carte, appelée *a priori*, interviendra dans le calcul du $f(\vec{x})_{\text{prior}}$ et permettra ainsi de forcer la reconstruction vers des solutions physiquement raisonnables. Il est possible par exemple de choisir un *a priori* qui privilégie une structure compacte dans la région centrale de l'image, en évitant de disperser le flux sur les bords.

La régularisation par maximisation de l'entropie

L'une parmi les méthodes de régularisation utilisées est celle de la maximisation de l'entropie associée à une image. La contribution à la fonction de coût due à la régularisation s'écrit comme l'entropie associée à l'image même

$$f(\vec{x})_{\text{prior}} = \sum_{n=1}^{N} \Big(x_n \log(x_n/\bar{x}_n) - x_n + \bar{x}_n \Big), \tag{3.2.6}$$

où $\bar{x}_n$ est la carte d'*a priori*. La régularisation par maximisation de l'entropie aura tendance à donner des images ayant des structures compactées mais avec la possibilité de fortes fluctuations de flux entre pixels proches.

La régularisation quadratique

Une autre méthode possible est la régularisation quadratique. En supposant que les pixels ont une distribution gaussienne nous pouvons imaginer une contribution à la fonction de coût due à la régularisation ainsi définie

$$f(\vec{x})_{\text{prior}} = \sum_{n=1}^{N} \Big((x_n - \bar{x}_n)^2 \Big). \tag{3.2.7}$$

La régularisation quadratique aura tendance à minimiser les fluctuations entre les pixels de l'image.

La régularisation de la variation totale d'énergie

Une troisième approche communément utilisée est la régularisation de la variation totale d'énergie. Dans ce cas, la contribution à la fonction de coût due à la régularisation sera d'autant plus forte, si les gradients entre les différents points de l'image sont élevés. Cette régularisation privilégie les solutions lisses

$$f(\vec{x})_{\text{prior}} = \sum_{n_1,n_2} \sqrt{\epsilon^2 + |\nabla \vec{x}|^2_{n_1,n_2}}, \tag{3.2.8}$$

où $\nabla\vec{x}|_{n_1,n_2}$ est le gradient spatial entre les deux points n_1 et n_2 de l'image. Le seuil $\epsilon \geq 0$ permet de régler la valeur minimale afin que le gradient contribue véritablement à la fonction de coût. La régularisation de la variation totale d'énergie aura tendance à donner des images avec des structures compactes avec des bords francs.

3.3 Les logiciels de reconstruction d'image

Tout algorithme de reconstruction d'image se base sur un processus itératif afin de minimiser la fonction de coût $f(\vec{x})$. Le problème d'optimisation du modèle dépend d'un grand nombre de paramètres (données et taille de l'image). Le problème de minimisation de la fonction de coût est non linéaire, et multi-modal, c'est-à-dire qu'elle présente plusieurs minima. De nombreux logiciels ont été proposés pendant la dernière décennie, chacun se basant sur de différentes approches de minimisation et un choix particulier de régularisation.

Chaque algorithme de reconstruction utilise :

- Une **image de départ** de l'objet à partir de laquelle pourra être lancé le processus de reconstruction d'image.
- Un **critère de minimisation**, c'est-à-dire une fonction de coût qui inclut les termes de régularisation.
- Une **stratégie d'optimisation** pour trouver une solution aux problèmes inverses.

Parmi les techniques d'optimisation du processus de recherche de minimum, CLEAN (Högbom, 1974) est un algorithme de minimisation basé sur l'idée que l'objet observé est composé de points source indépendants. La carte de brillance de l'objet est décrite à partir d'une combinaison minimale d'*atomes élémentaires* (Elad et al., 2007), c'est-à-dire d'un nombre minimal de structures simples. L'ensemble de ces atomes est décrit par un *dictionnaire*. Initialement développé pour l'interférométrie radio, l'algorithme CLEAN a été adapté par la suite pour l'interférométrie optique avec la méthode BBM (*Building Block Method*) Hofmann & Weigelt (1993).

La plupart des logiciels de reconstruction d'image disponibles permettent de produire des "*images grises*", c'est-à-dire, des images où la dimension polychromatique des mesures n'est pas considérée et toutes les données sont utilisées pour créer une seule image de l'objet. Or la forme et la structure de la scène astrophysique observée peuvent varier fortement en fonction de la longueur d'onde, surtout dans les régions spectrales qui chevauchent des raies d'émission ou d'absorption. Utiliser l'ensemble des données collectées pour reconstruire une seule image, sans tenir compte de la longueur d'onde, fera perdre la richesse de l'information contenue dans chaque canal spectral. Le développement des interféromètres et l'accès à la dimension spectrale

Tableau 3.1 – Liste des logiciels de reconstruction d'image.

Logiciel	Référence	Typologie
BSMEM	Baron & Young (2008)	
MACIM	Ireland et al. (2006)	
WISARD	Meimon et al. (2005)	Monochromatique
SQUEEZE	Baron et al. (2012)	
MiRA	Thiébaut (2008)	
MIRA3D	Thiébaut et al. (2013)	
PAINTER	Schutz et al. (2014)	
SPARCO	Kluska et al. (2014)	Polychromatique
IRBis	Hofmann et al. (2014)	
SelfCal	Millour et al. (2011)	

exigent d'améliorer et repenser les algorithmes de reconstruction d'image faisant en sorte que l'information spectrale soit valorisée au mieux.

Nous listons ici les principaux logiciels monochromatiques disponibles de reconstruction d'image à partir de données interférométriques (voir Tab. 3.1) :

- **BSMEM** : *BiSpectrum Maximum Entropy Method* (Baron & Young, 2008) utilise une approche de maximisation de l'entropie à partir de données de visibilité et clôture de phase.
- **MACIM** : *Markov Chain imager* (Ireland et al., 2006) est un code flexible qui exploite les données de visibilité carrée et clôture de phase. Il utilise une approche Monte-Carlo Markov Chain avec recuit simulé.
- **WISARD** : *Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device* (Meimon et al., 2005) reconstruit les images à partir des visibilités carrées et des clôtures de phases. À partir des données, il produit des pseudo-visibilités complexes, qu'il utilise pour la reconstruction.
- **SQUEEZE** : (Baron et al., 2012) est un algorithme avec une approche Monte Carlo Markov Chain combiné avec de l'ajustement de modèle.
- **MiRA** : *Multi-aperture Image Recoconstruction Algorithm* (Thiébaut, 2008). est un logiciel écrit de façon modulaire, ce qui lui permet d'être flexible et adaptable aux différentes exigences. MiRA est adapté à différents cas de disponibilité de données. Il utilise les mesures qu'il a à disposition, celles-ci pouvant être des visibilités, des visibilités carrées et/ou clôtures de phase.

Ensuite, plusieurs avancements ont été faits dans le cadre de la reconstruction polychromatique. Ci-dessous, une liste des logiciels polychromatiques existants (voir Tab. 3.1) :

- **MiRA3D** : (Thiébaut et al., 2013) est une évolution de MiRA intègrant l'information spectrale qui était négligée auparavant. L'hypo-

thèse avancée est que la position des sources composant l'objet, ne varie pas en fonction de la longueur d'onde. La fonction de coût est enrichie d'un terme de régularisation dite *de lissage spectral* qui pénalise les fortes variations le long de la dimension spectrale.

- **PAINTER** : *Polychromatic opticAl INTErferometric Reconstruction software* (Schutz et al., 2014) utilise les visibilités, les clôtures de phases et les phases différentielles.
- **SPARCO** : *Semi-parametric algorithm for the image reconstruction of chromatic objects* (Kluska et al., 2014) est une adaptation des codes MACIM, SQUEEZE et MiRA dans l'optique de décrire les caractéristiques spectrales d'un objet central non résolu et son environnement en produisant une image de celui-ci. Ce logiciel est spécifique à certains types de scénarios astrophysiques tels que par exemple les objets jeunes et leur environnement.
- **IRBis** : *Image Reconstruction software using the Bispectrum* (Hofmann et al., 2014) est une évolution de BBM. Il exploite les données de visibilité carrée et de clôture de phase et implémente l'algorithme de descente ASA-CG.
- **SelfCal** : *Self-Calibration* Millour et al. (2011) est un logiciel de reconstruction d'image multi-longueur d'onde basé sur le code MiRA. L'idée est celle de restaurer l'information de la phase à partir des données de phase différentielle et d'une image de départ. Il est possible ensuite de reconstruire un cube d'image à partir des visibilités et des phases.

Deuxième partie

Méthodologie

... ou les outils de l'artisan

S A T O R
A R E P O
T E N E T
O P E R A
R O T A S

Le carré magique
proverbe populaire latin

Chapitre 4

La simulation d'un interféromètre

4.1 Le modèle 62

4.2 La simulation 63

4.2.1 Le cas monochromatique 63

4.2.2 Les cas monochromatique et polychromatique . . 68

4.3 Le déséquilibre photométrique 69

4.3.1 L'impact du déséquilibre photométrique 75

4.4 Le récapitulatif 77

Dans cette section, nous présentons un travail de simulation d'une observation faite avec un interféromètre spatial à deux télescopes à base fixe, telle que la mission FKSI. L'objectif est celui d'aborder le problème inverse avec une approche polychromatique dans le cas d'une observation avec un interféromètre en configuration *nulling* et d'un autre en configuration *classique* afin d'en comparer les performances. Pour faire cela, nous avons réalisé un simulateur, appelé GPY, qui simule un interféromètre à deux télescopes qui tournent sur un axe dirigé sur un scénario astrophysique composé de deux points source, représentants une planète et une étoile hôte. Ce travail a fait l'objet d'une communication pour la conférence de SPIE en 2014 (Dalla Vedova et al., 2014b). La Sec. 4.1 introduit le modèle de l'objet et de l'instrument que nous simulons pour obtenir des données artificielles. Le détail des simulations, monochromatique et polychromatique, est présenté dans la Sec. 4.2. Dans la Sec. 4.3, nous définissons un estimateur du taux d'extinction capable de s'affranchir des effets du déséquilibre photométrique. L'ensemble du travail est ensuite résumé à la fin du chapitre, dans la Sec. 4.4.

4.1 Le modèle

Nous considérons un modèle composé de deux sources non résolues étoile plus planète ayant chacune un flux $F_i(\lambda)$ et une position angulaire $\vec{\alpha_i}$

$$O_\lambda(\vec{\alpha}) = F_0(\lambda) \cdot \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha_0}) + F_1(\lambda) \cdot \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha_1}), \tag{4.1.1}$$

où l'indice 0 indique l'étoile et l'indice 1 indique la planète. $\vec{\alpha}$ indique les coordonnées angulaires dans le plan image.

Nous assumons que les deux sources ont un spectre de corps noir $P(\lambda, T_i)$ correspondant à leurs températures respectives T_i

$$F(\lambda) = \eta_i \cdot S_i \cdot P(\lambda, T_i) \tag{4.1.2}$$

$$P(\lambda, T_i) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\Big(\exp\Big(\frac{hc}{\lambda k_B T_i}\Big) - 1\Big)^{-1}, \tag{4.1.3}$$

où η_i est un coefficient qui relie le flux à la magnitude de la source et à la transmission de l'instrument, et S_i est la superficie de la source.

L'Eq. 4.1.1 peut être reformulé en fonction du rapport de flux entre la planète et l'étoile $p(\lambda) = F_1(\lambda)/F_0(\lambda)$

$$O_\lambda(\vec{\alpha}) = F_0(\lambda) \cdot \big[\delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha_0}) + p(\lambda) \cdot \delta(\vec{\alpha} - \vec{\alpha_1})\big]. \tag{4.1.4}$$

Nous centrons l'axe de l'interféromètre sur l'objet à une certaine longueur d'onde λ_T, qui correspond à celle du suiveur de frange. Dans ce cas, les coordonnées de l'étoile et de la planète deviennent respectivement

$$\vec{\alpha_0} = \frac{-p(\lambda_T)}{1 + p(\lambda_T)} \cdot \vec{\vartheta} \tag{4.1.5a}$$

$$\vec{\alpha_1} = \frac{1}{1 + p(\lambda_T)} \cdot \vec{\vartheta}, \tag{4.1.5b}$$

où $\vec{\vartheta}$ est la séparation angulaire entre l'étoile et la planète.

Nous définissons aussi, pour une longueur d'onde donnée λ, une fonction ouverture dans le plan pupille pour chacune des configurations, *classique* $T^c_\lambda(\vec{u})$ et *nulling* $T^n_\lambda(\vec{u})$, où $\Pi(\vec{u})$ est la pupille décrite en fonction de la fréquence spatiale $\vec{u}$. Dans le cas de l'interférométrie en franges sombres, nous rajoutons un déphasage achromatique $\pm\pi/2$ sur les deux pupilles afin d'obtenir une interférence destructive sur l'axe de l'interféromètre

$$T^c_\lambda(\vec{u}) = \Pi(\vec{u}) * [\delta(\vec{u} - \vec{B}/2\lambda) + \delta(\vec{u} + \vec{B}/2\lambda)] \tag{4.1.6a}$$

$$T^n_\lambda(\vec{u}) = \Pi(\vec{u}) * [\delta(\vec{u} - \vec{B}/2\lambda)e^{-i\pi/2} + \delta(\vec{u} + \vec{B}/2\lambda)e^{+i\pi/2}]. \tag{4.1.6b}$$

À partir de l' Eq.4.1.6, nous pouvons facilement dériver la fonction de transfert optique $\mathrm{OTF}_\lambda(\vec{u})$ et la fonction d'étalement du point $\mathrm{PSF}_\lambda(\vec{\alpha})$ pour les deux configurations, *classique* signe +, et *nulling* signe −

$$\mathrm{OTF}_\lambda(\vec{u}) = 2\Big(\Pi(\vec{u}) * \Pi(\vec{u})\Big) * \Big[\pm\frac{1}{2}\delta(\vec{u} - \vec{B}/\lambda) + \delta(\vec{0}) \pm \frac{1}{2}\delta(\vec{u} + \vec{B}/\lambda)\Big] \tag{4.1.7}$$

$$\mathrm{PSF}_\lambda(\vec{\alpha}) = 2|\mathcal{F}(\Pi)(\vec{\alpha})|^2 \cdot [1 \pm \cos(2\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{B}/\lambda)]. \tag{4.1.8}$$

En utilisant la relation de convolution entre images, objet et fonction d'étalement du point de l'instrument $I_\lambda(\vec{\alpha}) = (O_\lambda * \mathrm{PSF}_\lambda)(\vec{\alpha})$, nous pouvons facilement trouver l'expression de l'intensité mesurée sur le détecteur et sa transformée de Fourier

$$\begin{aligned} I_\lambda(\vec{\alpha}) = F_0(\lambda)\Big[&\mathcal{A}(\vec{\alpha}-\vec{\alpha_0})(1 \pm \cos(2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\alpha_0})\cdot\vec{B}/\lambda)) \\ &+p(\lambda)\mathcal{A}(\vec{\alpha}-\vec{\alpha_1})(1 \pm \cos(2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\alpha_1})\cdot\vec{B}/\lambda))\Big] \end{aligned} \tag{4.1.9}$$

$$\begin{aligned} \hat{I}_\lambda(\vec{u}) =& F_0(\lambda)\Big[1 + p(\lambda)e^{i2\pi\vec{\vartheta}\cdot\vec{u}}\Big]e^{i2\pi[-\frac{p(\lambda)}{1+p(\lambda)}\vec{\vartheta}\cdot\vec{u}]} \\ &\cdot 2\Big(\Pi(\vec{u}) * \Pi(\vec{u})\Big) * \Big[\pm\frac{1}{2}\delta(\vec{u}-\vec{B}/\lambda) + \delta(\vec{0}) \pm \frac{1}{2}\delta(\vec{u}+\vec{B}/\lambda)\Big], \end{aligned} \tag{4.1.10}$$

où $\mathcal{A}(\vec{\alpha}) \equiv 2|\mathcal{F}(\Pi)(\vec{\alpha})|^2$ est le disque d'Airy produit par une pupille circulaire.

Enfin nous définissons la visibilité V_λ, la phase Φ_λ, et le taux d'extinction N_λ du modèle, et à partir des équations précédentes (Eq. 4.1.9, Eq. 4.1.10), nous déduisons leurs expressions en fonction des paramètres qui caractérisent l'objet

$$V_\lambda = \left|\frac{\sum_i F_i(\lambda)e^{-i2\pi\vec{\alpha_i}\cdot\vec{B}/\lambda}}{\sum_i F_i(\lambda)}\right| \tag{4.1.11a}$$

$$\Phi_\lambda = \arg\left(\frac{\sum_i F_i(\lambda)e^{-i2\pi\vec{\alpha_i}\cdot\vec{B}/\lambda}}{\sum_i F_i(\lambda)}\right) \tag{4.1.11b}$$

$$N_\lambda = \frac{\sum_i F_i(\lambda)\mathcal{A}(\vec{\alpha_i})(1-\cos(2\pi\vec{\alpha_i}\cdot\vec{B}/\lambda))}{2\sum_i F_i(\lambda)}. \tag{4.1.11c}$$

4.2 La simulation

Nous simulons une observation avec un interféromètre composé de deux télescopes de 0.5 m de diamètre, fixés sur une poutre à la distance de 12.5 m dans un domaine spectral compris entre 3 et 8 μm. Cela reproduit les caractéristiques de la mission spatiale FKSI (Danchi et al., 2010, 2003). L'expérience conceptuelle que nous proposons a comme objectif de mesurer la visibilité et le taux d'extinction avec un interféromètre qui peut idéalement être soit en configuration classique, soit en configuration nulling. L'interféromètre tourne sur son axe qui est pointé sur le photocentre de l'objet à la longueur d'onde du suivi de frange.

4.2.1 Le cas monochromatique

Nous commençons par trois observations monochromatiques à 3 μm dans le cas d'une planète à la distance angulaire respectivement de 25, 37 et 50

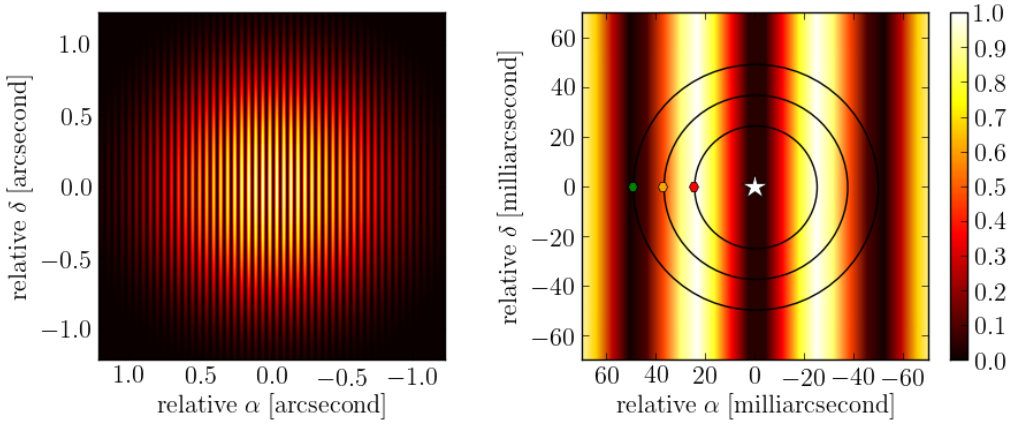


FIGURE 4.1 – PSF de l'interféromètre considéré en configuration nulling (diamètre des pupilles égal à 0.5 m, et base égale à 12.5 m). À droite, un agrandissement de la région centrale de la PSF avec la position de l'étoile, en blanc, et la position de la planète pendant l'observation, respectivement à 25 mas en rouge, à 37 mas en jaune, et à 50 mas en vert. Les traits noirs représentent les trajectoires apparentes des planètes par rapport à la PSF de l'interféromètre qui tourne autour de son axe optique.

mas, ce qui correspond à 1/2, 3/4, et 1 interfrange. Dans le cas d'une étoile à une distance de 10 pc cela correspond à une planète entre 1/4 et 1/2 unité astronomique. La Fig. 4.1 montre la PSF dans la configuration nulling du cas que nous considérons avec l'étoile centrale, en blanc, et la planète, en rouge à la distance de 25 mas dans la première frange brillante, en jaune à la distance de 37 mas à 3/4 de l'interfrange, et en vert à la distance de 50 mas dans la première frange noire.

Nous examinons le cas le plus simple où l'intensité mesurée sur le détecteur est affectée seulement par le bruits fondamentals de photon n_p et de lecture du détecteur n_d. Ceux-ci sont caractérisés par une moyenne nulle et une variance ainsi décrites

$$\langle n_p(\vec{\alpha})\rangle = 0 \quad \mathrm{Var}(n_p(\vec{\alpha})) = I(\vec{\alpha}) \tag{4.2.1}$$

$$\langle n_d(\vec{\alpha})\rangle = 0 \quad \mathrm{Var}(n_d(\vec{\alpha})) = \sigma_d^2 \tag{4.2.2}$$

$$I'_\lambda(\vec{\alpha}) = (I_a + I_b)[1 \pm V_\lambda cos(2\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{B}/\lambda)] + n_d + n_p, \tag{4.2.3}$$

où I_a et I_b sont les photométries mesurées sur les deux bras séparément.

À partir de la définition de visibilité et de taux de nulling (Eq.4.1.11a et Eq.4.1.11c), nous pouvons estimer leurs variances utilisant la relation de base $\mathrm{Var}(x) = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2$

$$\sigma_N^2 = \frac{N + \sigma_d^2}{(I_a + I_b)^2} \tag{4.2.4}$$

$$\sigma_V^2 = \frac{V + p\sigma_d^2}{(I_a + I_b)^2}, \tag{4.2.5}$$

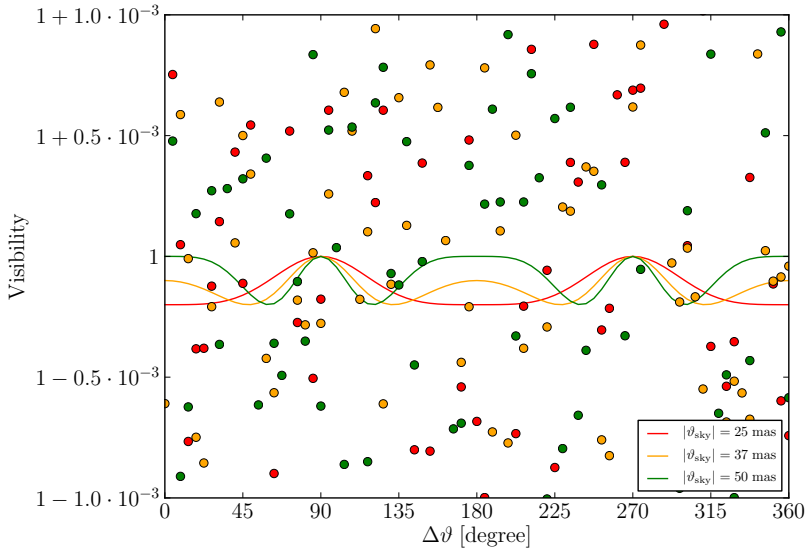


FIGURE 4.2 – Visibilité en fonction de l'orientation de l'interféromètre. La ligne continue représente le modèle. Les points représentent des réalisations de mesures. Les trois cas considérés : en rouge 25 mas, en jaune 37 mas, et en vert 50 mas.

où p est le nombre de pixels du détecteur utilisé pour échantillonner une frange de l'interférogramme.

Nous avons choisi d'adopter les valeurs suivantes :

- **Nombre de pixel** pour échantillonner une frange égal à 4, en accord avec le théorème de Shannon qui dit que ce nombre doit être supérieur à 2, $n_p > 2$.
- **Bruit de lecture** égal à 8 électrons comme pour FKSI.
- **Rapport de flux** égal à 10^{-4} à la longueur d'onde de 3 μm, ce qui est compatible avec le flux d'un Jupiter chaud.
- **Magnitude apparente** de l'objet égale à 5 mag, ce qui correspond à un flux de 10^6 photons pour un temps d'intégration de 100 s par pixel.

Les Fig. 4.2 et Fig. 4.3 montrent des valeurs de la visibilité et du taux de nulling en fonction de l'angle de rotation de l'interféromètre pour les trois cas considérés.

Dans le but de comparer les mesures avec le modèle, nous définissons une fonction χ^2 et nous explorons l'espace des paramètres du modèle

$$\chi^2_{\rm null}(p(\lambda),\vartheta) = \frac{\sum_{\{\Delta\vartheta\}}(1/\sigma_N^2)\cdot|N(p(\lambda,\vartheta)) - N'(p(\lambda),\vartheta)|^2}{\sum_{\{\Delta\vartheta\}}1/\sigma_N^2} \qquad (4.2.6)$$
$$\chi^2_{\rm vis}(p(\lambda),\vartheta) = \frac{\sum_{\{\Delta\vartheta\}}(1/\sigma_V^2)\cdot|V(p(\lambda,\vartheta)) - V'(p(\lambda),\vartheta)|^2}{\sum_{\{\Delta\vartheta\}}1/\sigma_V^2},$$

La Fig. 4.4 présente la carte de χ^2 pour les deux observables, visibilité et taux d'extinction. On voit clairement que, dans le cas classique, la modula-

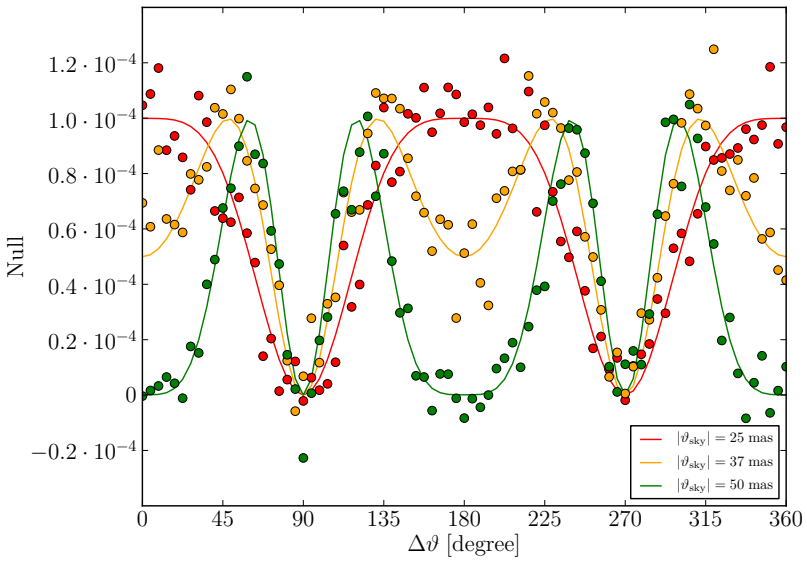


FIGURE 4.3 – Taux de nulling en fonction de l'orientation de l'interféromètre. La ligne continue représente le modèle. Les points représentent des réalisations de mesures. Les trois cas considérés : en rouge 25 mas, en jaune 37 mas, et en vert 50 mas.

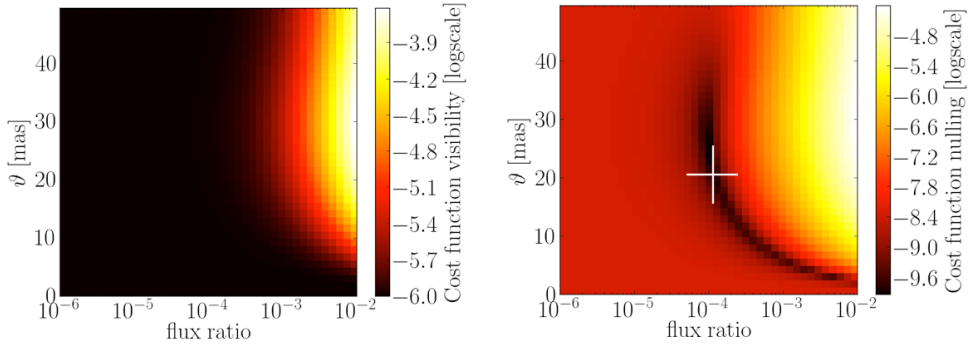


FIGURE 4.4 – Cartes χ^2 de la visibilité et du taux d'extinction. Dans le cas classique, la modulation de visibilité est noyé dans le bruit. Dans le cas nulling, la carte de χ^2 montre une région de minimum global qui correspond aux paramètres du modèle ($\vartheta = 25$ mas et $p(\lambda) = 10^{-4}$) à 3 μm.

tion de visibilité est complètement noyée dans le bruit, ce qui ne permet pas de contraindre les paramètres. Dans le cas nulling, par contre, la carte de χ^2 montre une région de minimum qui contient effectivement les paramètres du modèle, qui dans le cas éxaminé sont $\vartheta = 25$ mas et $p(\lambda) = 10^{-4}$ à 3 μm.

Une simple considération peut aider à comprendre cela. Mettons-nous dans le cas classique. Imaginons que n soit le nombre de photons que nous collectons en provenance de l'objet. Le bruit de photon sera alors égal à $\sqrt{n}$. Le nombre de photons en provenance de la planète est $n \cdot p$, où p est le rapport de flux entre la planète et l'étoile. Afin que le signal de la planète emerge du bruit de photon, le nombre de photons de l'objet devra être plus grand du carré de l'inverse du rapport de flux

$$n \geq \left(\frac{\mathrm{snr}}{p}\right)^2, \tag{4.2.7}$$

où snr indique le rapport du signal sur bruit avec lequel nous voudrions détecter le signal de la planète. Dans l'exemple considéré, afin de mesurer la modulation de la visibilité avec un rapport signal sur bruit de 2, nous devrions choisir un objet de magnitude d'environ ~ -1.5, qui est comparable avec la luminosité de l'étoile plus brillante du ciel nocturne.

La communication sur le simulateur

Le travail jusqu'ici détaillé a fait l'objet d'une communication écrite à la conférence SPIE en juin 2014 : *Comparison between nulling and standard interferometry : a first assessment.* L'intégralité de la publication est reporté en An. D.4.

La contrainte des paramètres du modèle

Les Fig. 4.2 et Fig. 4.3 menent à plusieurs considérations. La première chose que l'on remarque c'est que, dans le cas du nulling, le rapport signal sur bruit est bien meilleur que celui relatif à la mesure de visibilité. Cela est dû principalement au fait que le nulling permet de réduire fortement la dynamique entre la source centrale qui émet la quasi-totalité du flux, et la planète qui contribue de façon très faible. Dans le cas classique, le signal de la planète est noyé dans le bruit de photon de l'étoile. Le fait de réaliser des observations à base fixe mais en faisant tourner l'interféromètre, permet d'avoir un signal en modulation périodique riche en informations.

Tout d'abord, pendant une rotation complète de l'interféromètre, la planète se trouvera deux fois dans la frange noire centrale ayant ainsi une contribution nulle au flux.

La deuxième chose à noter donc c'est que le taux d'extinction passera par un minimum deux fois pendant un cycle d'observation, nous permettant

ainsi d'identifier la directrice où se trouve la planète. Nous aurons une information sur la directrice où se trouve la planète mais aucune information sur le sens, cela veut dire que nous ne serons pas capables de dire de quel côté de l'étoile se positionne la planète.

Une troisième chose que l'on remarque, c'est que l'amplitude des modulations de la visibilité et du nulling correspond directement au rapport de flux entre l'étoile et la planète à la longueur d'onde considérée. La dérivée de la modulation en proximité des minimums principaux dépend de la distance angulaire entre l'étoile et la planète : plus l'étoile est proche et plus faible sera la dérivée de la modulation. Pour conclure, la structure et le nombre des éventuels minimums locaux entreposés aux deux minimums principaux peuvent nous renseigner davantage sur la distance angulaire entre l'étoile et la planète. En résumant, la modulation du taux de nulling et de la visibilité, contient les mêmes structures et idéalement nous permettrait d'avoir accès aux mêmes informations. Néanmoins, le bruit de photon représente une grande limitation pour l'interférométrie classique dans le cadre de la détection de structures à très grande dynamique. Si la modulation sort du bruit, elle nous permet théoriquement de mesurer les paramètres suivants :

- Identifier l'axe sur lequel se trouve la planète, en identifiant les minimums principaux de la modulation.
- Mesurer le rapport de flux directement à partir de l'amplitude de la modulation. Si cette opération est faite sur différents canaux spectraux, cela nous donne accès à la mesure du spectre de la planète.
- Évaluer la distance angulaire entre l'étoile et la planète à partir de la dérivée de la modulation en proximité des deux minimums principaux de la modulation.
- La structure de la modulation entre les deux minima principaux peut aider à mieux contraindre encore l'ensemble des paramètres du système.

4.2.2 Les cas monochromatique et polychromatique

Afin de tester la capacité de notre instrument idéal à contraindre les paramètres du système, nous avons fait une deuxième série de simulations en faisant varier le flux de photons qui impacte sur l'instrument. Pour cette simulation nous avons imaginé un système étoile-planète avec une séparation angulaire de 40 mas et un rapport de flux entre l'étoile et la planète de 10^{-4} et une bande spectrale allante de 3 à 8 μm et une résolution spectrale $R = 20$, ce qui correspond à 20 canaux spectraux avec une largeur de bande de 0.25 μm.

Dans cet exemple, nous avons considéré deux cas à comparer :

- le cas *monochromatique*, $\lambda_0 = 5$ μm,
- le cas *polychromatique*, $\lambda = 3 \div 8$ μm.

Param. \ Flux	10^5 Ph.	10^6 Ph.	10^7 Ph.	10^8Ph.	10^9Ph.	10^{10}Ph.	
Séparation [mas]	0.21	$2.3{\cdot}10^{-2}$	$5.4{\cdot}10^{-3}$	$1.5{\cdot}10^{-3}$	$4.8{\cdot}10^{-4}$	$1.5{\cdot}10^{-4}$	Mono
Rapport de flux	0.16	$2.3{\cdot}10^{-2}$	$5.7{\cdot}10^{-3}$	$1.8{\cdot}10^{-3}$	$5.3{\cdot}10^{-4}$	$1.7{\cdot}10^{-4}$	
Séparation [mas]	0.30	$4.3{\cdot}10^{-3}$	$1.0{\cdot}10^{-3}$	$3.0{\cdot}10^{-4}$	$9.2{\cdot}10^{-5}$	$2.8{\cdot}10^{-5}$	Poly
Rapport de flux	$3.9{\cdot}10^{-2}$	$5.7{\cdot}10^{-3}$	$1.3{\cdot}10^{-3}$	$3.7{\cdot}10^{-4}$	$1.2{\cdot}10^{-4}$	$4.2{\cdot}10^{-5}$	
Pente	0.64	$8.7{\cdot}10^{-2}$	$2.1{\cdot}10^{-2}$	$6.7{\cdot}10^{-3}$	$2.0{\cdot}10^{-3}$	$6.8{\cdot}10^{-4}$	

Tableau 4.1 – Erreur relative $|\sigma_x/\langle x\rangle|$ des paramètres du système en fonction du flux de l'objet.

Nous assumons que le rapport de flux entre la planète et l'étoile est linéaire en fonction de la longueur d'onde $p(\lambda) = b\lambda + a$, où a et b sont respectivement l'offset et la pente de la droite. Nous fixons la valeur de l'offset égal au rapport de flux à 5 μm, c'est à dire au centre de la bande spectrale considérée.

L'objet est ainsi décrit par seulement trois paramètres : le rapport de flux au milieu de la bande spectrale, la séparation angulaire entre l'étoile et la planète, et la pente de la droite qui décrit le rapport de flux.

La série de figures, Fig. 4.5, Fig. 4.6, Fig. 4.7, et Fig. 4.7, montrent des coupe des cartes de χ^2 réalisées dans le cas d'un interféromètre monochromatique et polychromatique. Le flux de l'objet varié entre 10^5, 10^6, 10^7, 10^8, 10^9 et 10^{10} photons.

Plus le flux est élevé et plus la fonction de χ^2 est sensible aux paramètres du système. Les barres d'erreurs ont été évaluées avec une approche Monte Carlo. Pour chaque flux de départ, nous avons simulé 100 séries de mesures. À partir de chaque série, nous évaluons une carte de χ^2 et la position du minimum. La moyenne et la déviation standard calculée à partir de la position des minima nous donne la précision avec laquelle nous somme capables de contraindre les paramètres du système.

Le Tab. 4.1 liste les erreurs relatives des paramètres du système en fonction du flux de l'objet, dans les deux cas, monochromatique et polychromatique.

Nous pouvons remarquer l'erreur relative sur les paramètres est systématiquement plus petit dans le cas polychromatique. La forme globale de la fonction de χ^2 dans le cas monochromatique montre une dégénérescence entre les paramètres qui disparaît dans le cas polychromatique.

4.3 Le déséquilibre photométrique

Suivant l'Eq. 2.2.14 présenté dans le Chap. 2, nous pouvons écrire la valeur théorique du flux cohérent dans le cas d'un interféromètre annulant

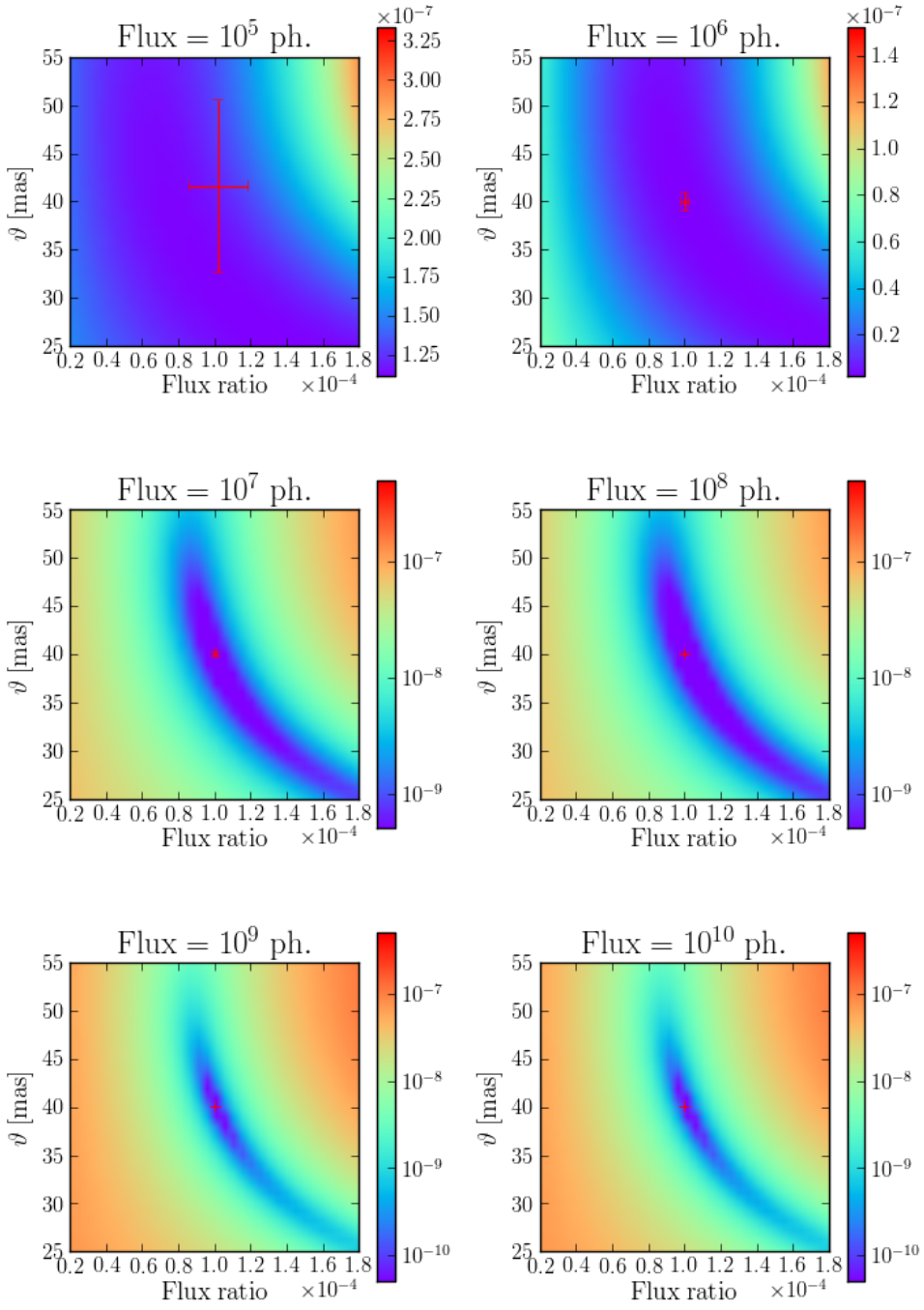


FIGURE 4.5 – Carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire monochromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée.

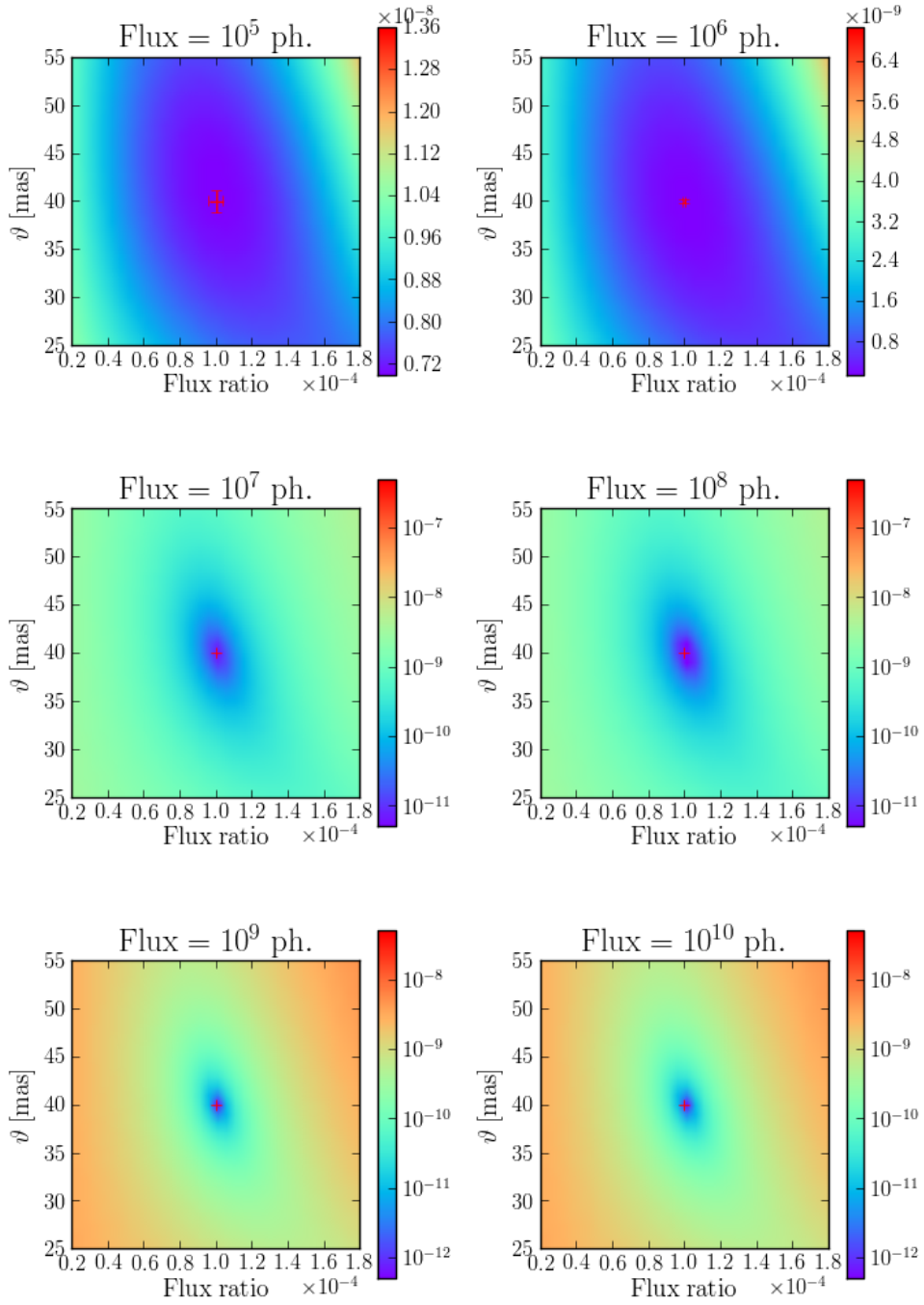


Figure 4.6 – Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée.

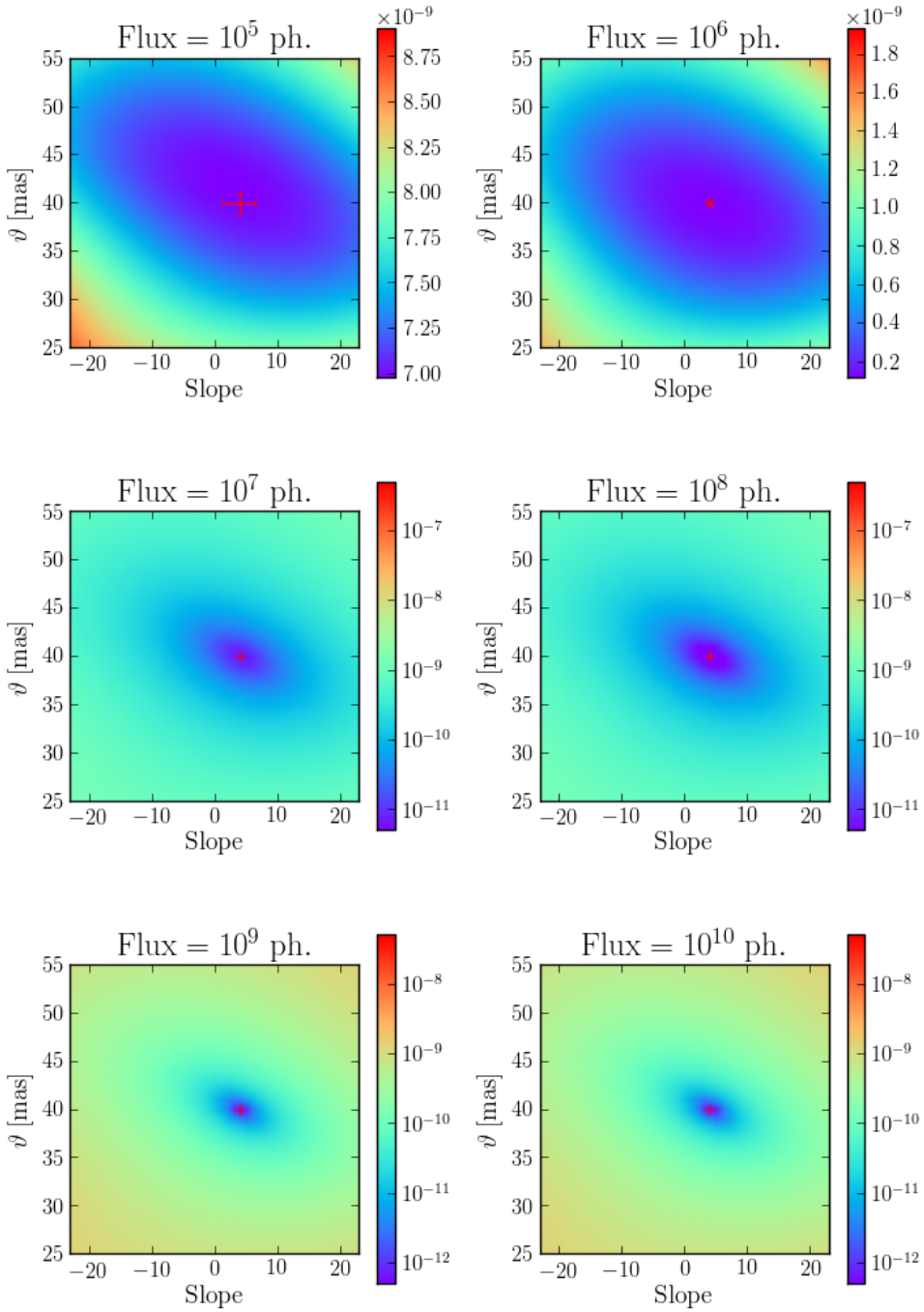


FIGURE 4.7 – Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont la pente et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée.

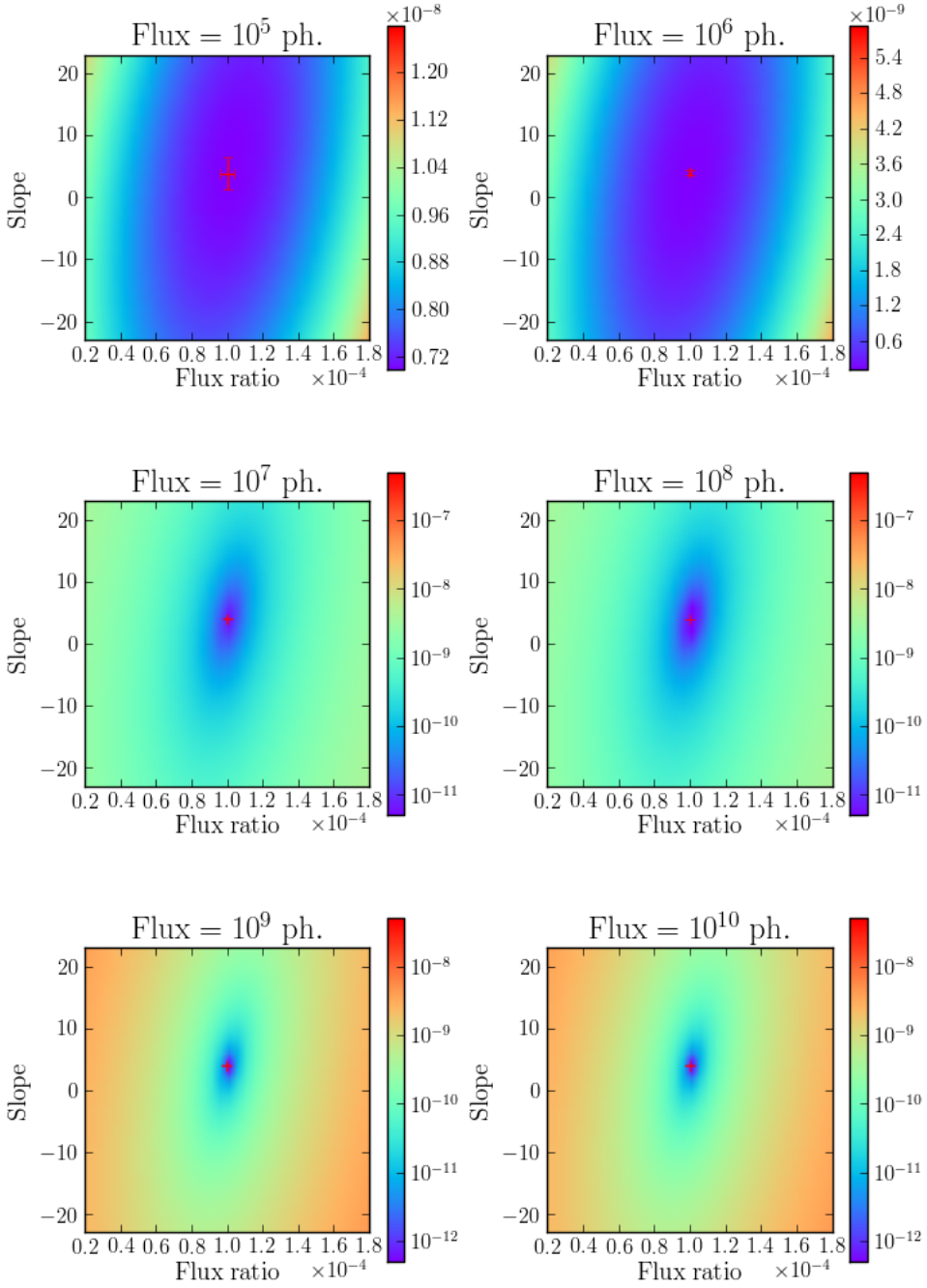


Figure 4.8 – Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la pente. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée.

$\mathcal{I}_n$ à l'OPD nulle, en fonction des photométries, $\mathcal{I}_1$ et $\mathcal{I}_2$

$$\mathcal{I}_n = (\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2)\Big(1 - \frac{2\sqrt{\mathcal{I}_1 \cdot \mathcal{I}_2}}{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2}\,\mu_{1,2}\cos(\phi_{1,2})\Big). \tag{4.3.1}$$

Nous définissons ainsi le *paramètre de déséquilibre photométrique* ζ

$$\zeta = \left|\frac{\mathcal{I}_1 - \mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2}\right|. \tag{4.3.2}$$

Par définition, le paramètre de déséquilibre photométrique est inclus dans l'intervalle $\zeta \in [0, 1]$. Le terme de visibilité instrumentale V_i peut être décrit en fonction du paramètre de déséquilibre photométrique,

$$V_i = \frac{2\sqrt{\mathcal{I}_1 \cdot \mathcal{I}_2}}{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2} = \sqrt{1 - \zeta^2} \tag{4.3.3}$$

L'Eq. 4.3.1 peut être réécrite en fonction du paramètre ζ et du flux photométrique total $\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$

$$\mathcal{I}_n = \mathcal{I} \cdot \Big(1 - \sqrt{1 - \zeta^2} \cdot \mu_{1,2}\cos(\phi_{1,2})\Big). \tag{4.3.4}$$

Imaginons de disposer de trois séries de mesures correspondant aux photométries $\mathcal{I}_1^{\text{meas}}$ et $\mathcal{I}_2^{\text{meas}}$ et au flux cohérent $\mathcal{I}_n^{\text{meas}}$ à l'OPD nulle. Chaque mesure est affectée par le bruit de photon et le bruit de lecture du détecteur. À partir de chaque série de mesures, nous pouvons extraire la valeur moyenne et la déviation standard, $\bar{\mathcal{I}}_1 \pm \sigma_1$, $\bar{\mathcal{I}}_2 \pm \sigma_2$ et $\bar{\mathcal{I}}_n \pm \sigma_n$.

L'estimateur du null plus simple que nous pouvons écrire n' est

$$n' = \frac{\bar{\mathcal{I}}_n}{2(\bar{\mathcal{I}}_1 + \bar{\mathcal{I}}_2)} \tag{4.3.5}$$

$$\sigma^2_{n'} = \Big(\frac{\sigma_1^2 + \sigma_1^2}{(\bar{\mathcal{I}}_1 + \bar{\mathcal{I}}_2)^2}\Big)(5n' + \frac{\zeta^2}{2}), \tag{4.3.6}$$

où la variance $\sigma^2_{n'}$ a été calculé à partir des règles classiques de la théorie de la propagation des erreurs. L'estimateur n' est néanmoins biaisé par le déséquilibre photométrique car $n' \sim 1/2(1 - (\sqrt{1-\zeta^2})\mu_{i,j}\cos(\phi_{i,j}))$. Dans le cas d'un déséquilibre négligeable par rapport au taux d'extinction estimé $\zeta \ll n'$ alors nous avons que n' correspond au taux d'extinction théorique que nous voulons mesurer. Par contre, si le déséquilibre photométrique devient non négligeable, n' n'est plus un bon estimateur du taux d'extinction théorique.

Afin de régler ce problème, nous proposons un nouvel estimateur du taux d'extinction n'' qui permet de corriger la perte de contraste induite par le déséquilibre photométrique

$$n'' = \Big(n' - \frac{1}{2}\Big) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \zeta^2}} + \frac{1}{2} \tag{4.3.7}$$

$$\sigma^2_{n''} = \Big(\frac{1}{1 - \zeta^2}\Big) \cdot \sigma^2_{n'}. \tag{4.3.8}$$

Flux / Param.	Valeur	10^5 Ph.	10^6 Ph.	10^7 Ph.	10^8Ph.	10^9Ph.	10^{10}Ph.	
Séparation [mas]	50	0.1	1×10^{-2}	3×10^{-3}	9×10^{-4}	3×10^{-4}	8×10^{-5}	Mono
Rapport de flux	1.3×10^{-4}	0.1	2×10^{-2}	5×10^{-3}	1×10^{-3}	5×10^{-4}	1×10^{-4}	
Séparation [mas]	44	0.5	5×10^{-2}	1×10^{-2}	5×10^{-3}	1×10^{-3}	5×10^{-4}	Poly
Rapport de flux	1.3×10^{-4}	3×10^{-2}	5×10^{-3}	1×10^{-3}	3×10^{-4}	1×10^{-4}	3×10^{-5}	
Pente	-2.1	1.4	0.2	5×10^{-2}	2×10^{-2}	5×10^{-3}	1×10^{-3}	

Tableau 4.2 – Erreur relative $|\sigma_x/\langle x \rangle|$ des paramètres du système en fonction du flux de l'objet.

Dans le calcul des variances, nous avons négligé l'erreur sur le paramètre ζ qui doit être estimé lui aussi à partir des mesures des photométries.

La Fig. 4.9 montre la comparaison entre les deux estimateurs n' et n'' à partir d'une simulation de mesures de $\mathcal{I}_1^{\text{meas}}$, $\mathcal{I}_2^{\text{meas}}$ et $\mathcal{I}_n^{\text{meas}}$. Chaque série est composée de 20 mesures. Dans la simulation, nous avons fait varier le paramètre ζ. Nous avons considéré un flux total de l'objet de 1×10^7 photons. Nous avons choisi des valeurs théoriques du taux d'extinction égales à (a) 1×10^{-6}, (b) 1×10^{-5}, (c) 1×10^{-4}, (d) 1×10^{-3} et (e) 1×10^{-2}. La Fig. 4.9 montre clairement, que dans tous les cas considérés, l'estimateur n'' est correctement débiaisé de l'effet de perte de contraste induit par un déséquilibre photométrique. Cela est vrai même pour des déséquilibres importants de l'ordre de $\sim 10\%$. Par contre, L'estimateur n' diverge rapidement de la valeur théorique du taux d'extinction dès que le déséquilibre devient non négligeable. Le dernier panneau (f), résume ce résultat montrant le taux d'extinction résiduel, c'est-à-dire la différence entre le taux d'extinction théorique et le celui estimé divisé par l'erreur. Dans tous les cas, l'estimateur n' diverge de la valeur théorique quand le déséquilibre devient de l'ordre de $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$. L'estimateur n'' continue à être débiaisé de l'effet du déséquilibre même à des valeurs de ζ plus élevés, de l'ordre de $\sim 10\%$.

4.3.1 L'impact du déséquilibre photométrique

À partir de la simulation d'interféromètre spatial présenté en Sec.4.2, nous avons essayé d'évaluer quel est l'impact d'un déséquilibre photométrique.

Dans le cas du simulateur monochromatique et polychromatique, nous avons introduit un déséquilibre photométrique de $\zeta = 1 \times 10^{-2}$. Si le taux d'extinction est évalué avec l'estimateur biaisé n', les paramètres estimés du système s'éloignent des valeurs réelles.

Le Tab. 4.2 montre les valeurs et les erreurs relatives dans le cas où il y a un déséquilibre photométrique.

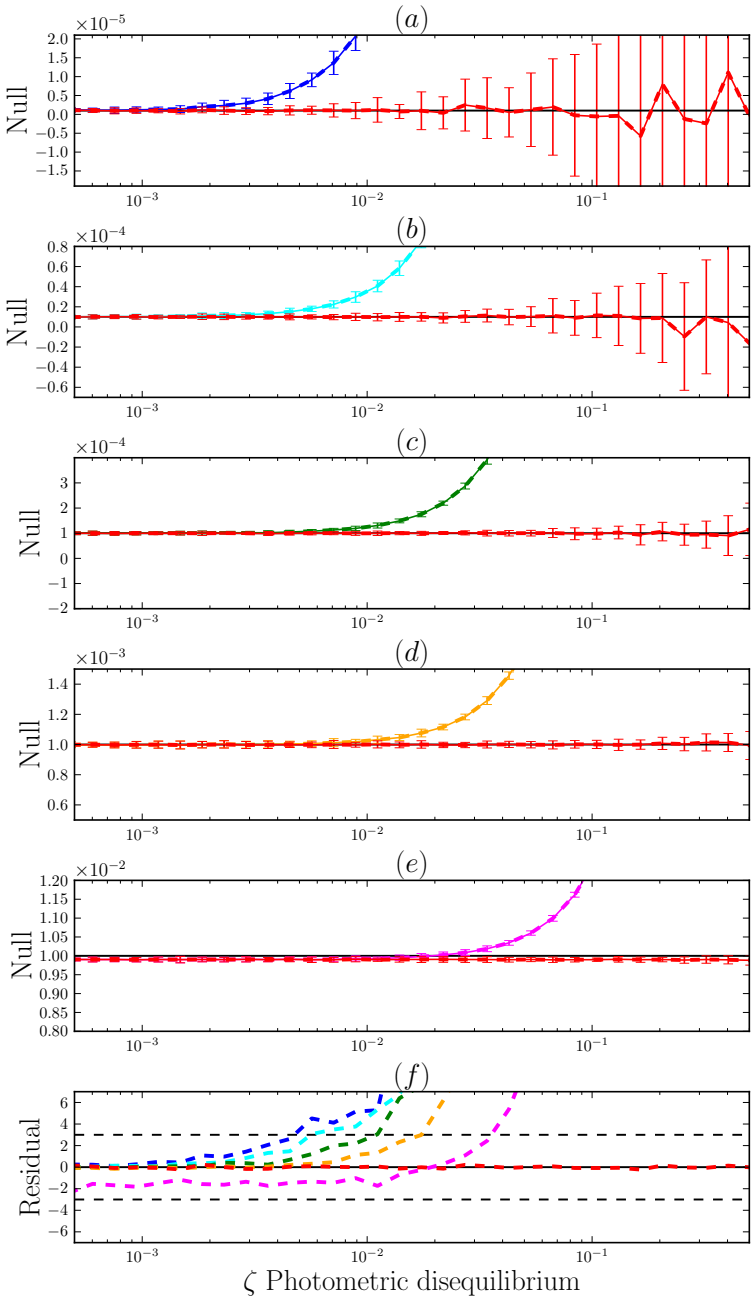


FIGURE 4.9 – Comparaison entre les estimateurs du taux d'extinction en fonction du paramètre de déséquilibre photométrique, n' en couleur, et n'' en rouge. La ligne noire horizontale indique la valeur du taux de nulling théorique. Le flux photométrique total est de 1×10^7 photons. (a) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-6}. (b) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-5}. (c) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-4}. (d) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-3}. (e) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-2}. (f) Taux d'extinction résiduel, c'est-à-dire, différence entre le taux d'extinction théorique et le celui estimé divisé par l'erreur.

4.4 Le récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une comparaison des performances d'un interféromètre dans les deux configurations, franges sombres et franges brillantes dans le cadre de la résolution du problème inverse. Nous nous somme aussi posé la question d'évaluer l'avantage d'une approche polychromatique par rapport au cas monochromatique.

Bien que le modèle considéré soit élémentaire, l'ensemble des simulations réalisées, nous permet de faire des considérations générales. Nous avons remarqué que dans le cas classique, la modulation de la visibilité due à la présence de la planète est complètement noyée dans le bruit de photon. Par contre la configuration en franges noires permet de réduire drastiquement la contribution de l'étoile centrale au bruit de photon. Une deuxième remarque est que dans le cas monochromatique, la forme globale de la fonction de χ^2 indique une dégénérescence entre la séparation angulaire et le rapport de flux du modèle. Cette dégénérescence disparaît dans le cas polychromatique. Entre autres, l'erreur relative, dans le cas polychromatique est systématiquement plus petite que dans le cas monochromatique.

Ce travail a été présenté sous forme de poster lors de la conférence SPIE en 2014 (Dalla Vedova et al., 2014b).

Nous avons aussi proposé un estimateur du taux d'extinction dans le but de s'affranchir des effets induits par un déséquilibre photométrique.

Chapitre 5

L'interféromètre PERSEE

5.1 Le banc PERSEE 80
5.1.1 La description du banc 80
5.2 La campagne de mesure 87
5.2.1 Le calendrier des missions 88
5.3 La préparation du banc 89
5.3.1 Le réglage et l'alignement du banc 90
5.3.2 La première mesure du taux d'extinction 95
5.4 Les opérations de mesure 98
5.5 Le traitement des données 101
5.5.1 L'analyse des données 103
5.6 Le récapitulatif 110

Pendant le premier semestre de ma thèse, j'ai été impliqué dans une campagne de mesure sur le banc optique PERSEE, un interféromètre en frange noire fibré. L'objectif principal était de réaliser des cartes de taux d'extinction polychromatiques, afin d'en calculer les covariances mutuelles entre les différents canaux spectraux. Une fois obtenues, les covariances pourront être utilisées dans le processus d'inversion du problème.

Dans ce chapitre, nous présentons le travail accompli sur le banc PERSEE ainsi que les cartes de taux d'extinction et de covariance spectrale mesurées. Le travail ici présenté a été l'objet d'une communication à la conférence organisée à l'OHP en octobre 2014 (Dalla Vedova et al., 2014a).

La Sec. 5.1 présente le banc optique PERSEE et les sous-systèmes dont il est composé. Dans la Sec. 5.2, nous exposons les objectifs et le calendrier du travail accompli. Les opérations de mise en fonction, de réglage et d'alignement du banc optique sont détaillées dans la Sec. 5.3. La Sec. 5.4 présente le protocole que nous avons adopté pour effectuer les mesures. Le traitement des données collectées ainsi que les résultats obtenus sont exposés dans la

Sec. 5.5. La dernière partie de ce chapitre, la Sec. 5.6, résume les principaux résultats du travail sur le banc PERSEE.

5.1 Le banc PERSEE

La détection et la caractérisation de planètes extrasolaires et des disques de débris, plus ou moins transformés (exozodi), qui composent l'environnement stellaire présentent, en particulier, deux aspects problématiques : le très fort contraste, et une petite dimension angulaire du système stellaire.

Une technique qui permet de répondre à ces problèmes est l'interférométrie en franges noires déjà présentée dans la Sec. 2.5. L'idée est de recombiner en interférence destructive la lumière collectée par un réseau de télescopes de façon à éliminer la contribution de l'étoile principale, en permettant ainsi aux autres composantes d'émerger et d'être plus facilement détectables.

Toutefois, la mesure à un zodi près (niveau de lumière exozodiacale pour un système comme le nôtre) demande des missions spatiales dédiées comme PEGASE (Cassaing, 2006) ou FKSI (Danchi et al., 2004).

Afin de valider les points critiques d'une mission spatiale, un démonstrateur de laboratoire PERSEE (Pegase Experiment for Research and Stabilisation of Extreme Extinctions, Cassaing et al. (2008)) a été défini en 2006 par un consortium incluant le CNES, l'IAS, le LESIA, l'ONERA, l'OCA et Thales Alenia Space.

Ce démonstrateur, assemblé et installé à l'Observatoire de Meudon en France, a réussi son objectif initial de délivrer et maintenir un taux d'extinction stabilisé de 10^{-4} et meilleur que 10^{-5} sur une durée de plusieurs heures avec des perturbations typiques injectées (thèse de Lozi, 2012). Après avoir atteint les objectifs scientifiques pour lesquels il avait été conçu, et après avoir été exploité pendant le premier semestre de ma thèse, le banc PERSEE a été finalement démonté en 2015.

5.1.1 La description du banc

Le banc PERSEE, logé dans les sous-sols du bâtiment 18 à Meudon dans une salle propre de classe ISO5, se composait de trois tables séparées sur lesquelles étaient disposés toutes les optiques et l'équipement. Nous appellerons les trois tables : *banc source*, *banc principal*, et *banc acquisition*. La Fig. 5.1 présente le schéma optique du banc PERSEE. Les Fig. 5.2 et Fig. 5.3 montrent quelques images et détails du banc. Le système se compose de plusieurs modules ou sous-systèmes que nous détaillons ci-dessous :

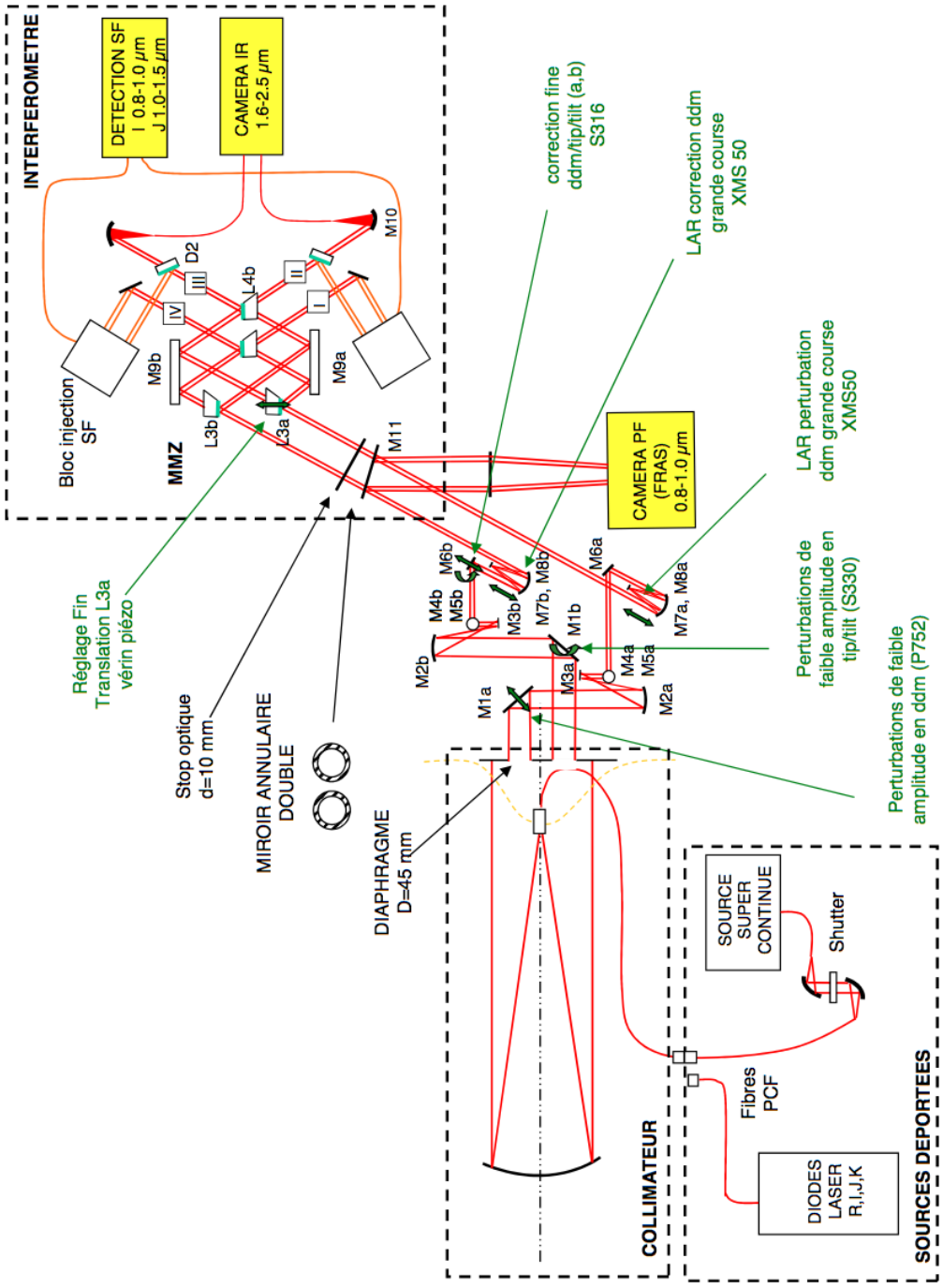


Figure 5.1 – Schéma du banc optique PERSEE (image produite par Thalès Alenia Space).

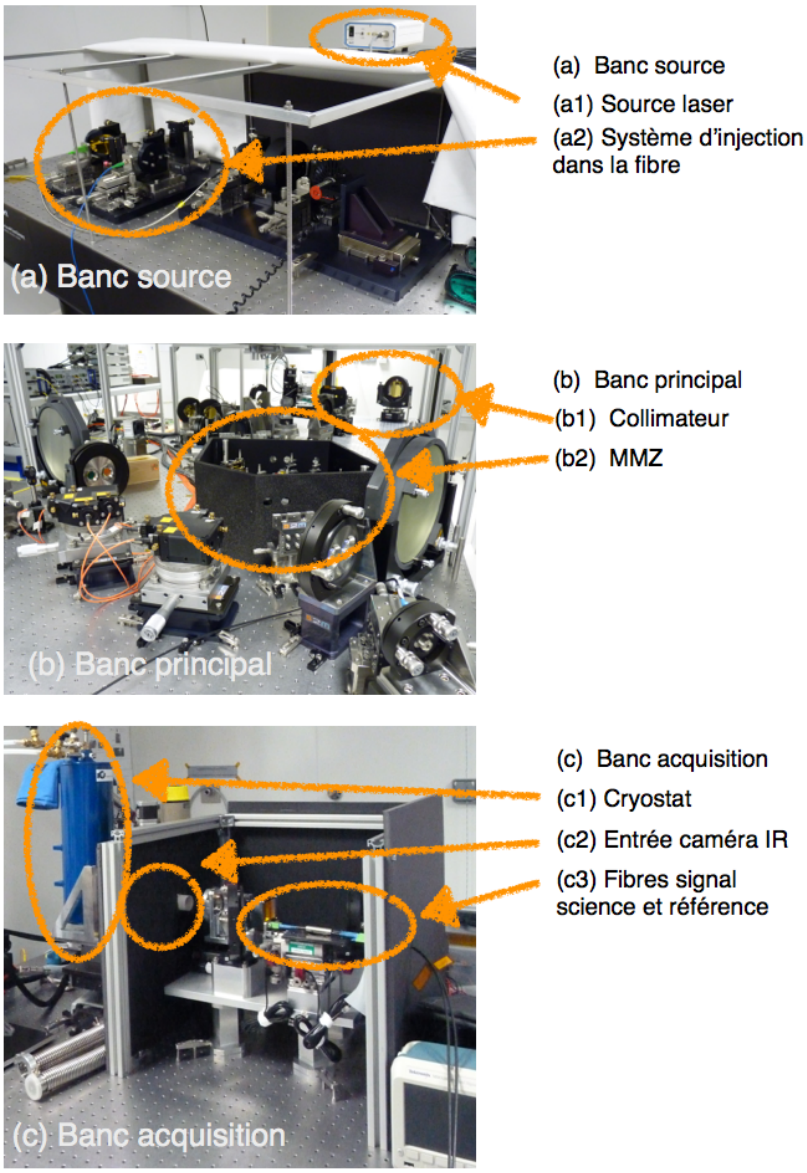


Figure 5.2 – Photos du banc optique PERSEE (crédits LESIA). (a) Banc source (b) Banc principal (c) Banc acquisition.

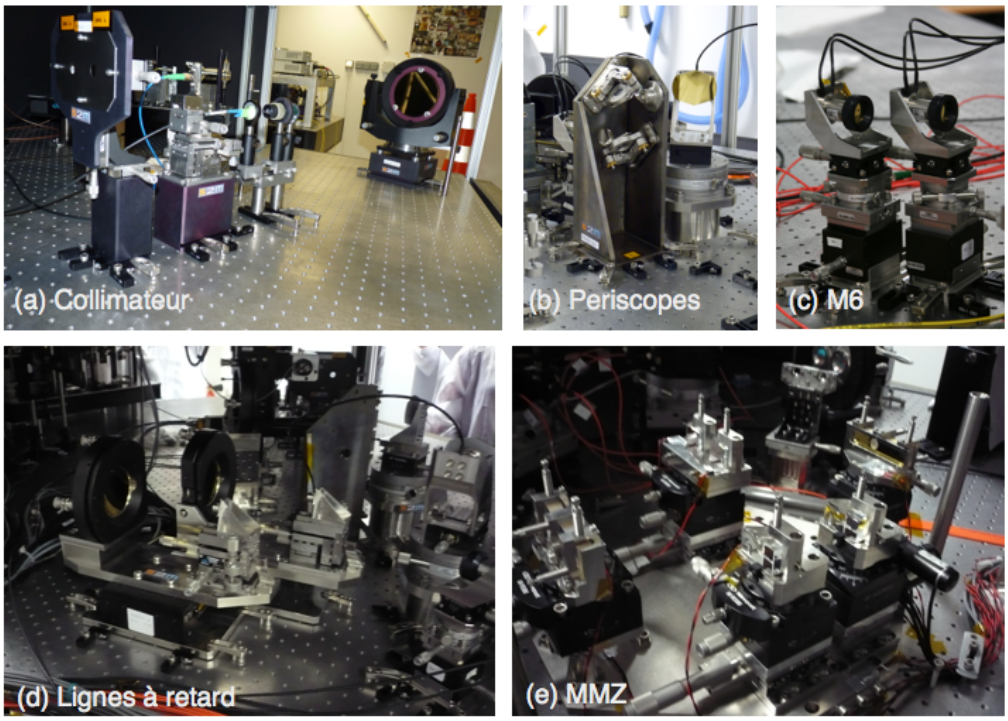


Figure 5.3 – Photos du banc optique PERSEE (crédits LESIA). (a) Collimateur (b) Periscopes (c) Miroirs M6 (d) Lignes à retard (e) Recombineur MMZ.

Le module source

Au début du parcours optique du banc PERSEE, nous avons le module source, qui combine le matériel pour la production, l'alignement et l'injection en fibres de la source infrarouge. Le module source est entièrement disposé sur le premier banc, le banc source, sauf une lampe Fianium qui a été placé hors de la salle propre pour des raisons de sécurité. La source doit émettre dans la bande spectrale infrarouge de 0.8 μm à 3.3 μm. Le système de contrôle de PERSEE utilise la bande 0.8÷1.5 μm, tandis que la voie scientifique travaille sur la bande 1.6÷3.3 μm.

Le collimateur

Le flux de la source, transmis du premier au deuxième banc par une fibre monomode, est injecté sur le banc principal, collimaté afin de simuler une source non résolue à l'infini, et masqué par un panneau contenant deux trous circulaires représentant les deux ouvertures des télescopes qui observent le ciel. Les deux pupilles ont un diamètre de 13 mm chacune à une distance entre elles de 50 mm. De façon schématique, l'ensemble des systèmes présentés jusque-là représente "le ciel" avec un objet non résolu parfaitement calé sur l'axe des deux "télescopes" qui l'observent.

Le déphaseur achromatique

Pour obtenir la configuration d'interférence en franges sombres, il est nécessaire d'introduire un déphasage de π entre les faisceaux transmis sur les deux bras de l'interféromètre. Chacun des deux faisceaux issu des deux pipulles sur le masque est envoyé sur un périscope pour obtenir une rotation globale du champ électromagnétique de π entre les deux voies. La paire des périscopes est utilisée comme déphaseur achromatique (en anglais, Achromatique Phase Shifter, APS). Le périscope produit une rotation et réflexion de l'image. Les deux périscopes produisent deux rotations et réflexions opposées entre elles. C'est justement cela qui permet, au final, d'avoir une rotation de π entre les deux voies.

Le module d'injection et correction des perturbations

PERSEE est un interféromètre coaxial. Cela demande d'introduire une modulation temporelle afin de reconstruire la figure de franges. Cette modulation temporelle est apportée à l'aide de deux lignes à retard (LAR), en configuration dite œil-de-chat montées sur des supports mobiles. Les faisceaux en sortie des périscopes sont redirigés par des miroirs appelés M6 sur les lignes à retard à la sortie de ces dernières deux miroirs percés réfléchissent la couronne extérieure de chaque faisceaux pour la mesure de tip-tilt à l'aide des senseurs de tip-tilt (FRAS). L'ensemble des deux miroirs M6, des deux lignes à retard et des senseurs de tip-tilt permet d'injecter et de corriger en même temps, des séries de perturbations qui doivent simuler les tensions mécaniques et vibrationnelles typiques de la mission spatiale PEGASE et FKSI. Pour cette raison, le système combinant tous ces éléments est appelé *module d'injection et correction des perturbations*. Les perturbations de tip-tilt et de piston sont injectés à travers un des deux miroirs M6 commandé par des actuateurs piézoélectriques. Les senseurs de tip-tilt permettent d'évaluer la correction à apporter pour réaligner correctement les faisceaux pour avoir une correcte superposition des faisceaux et une égalité des flux. Les corrections sont introduites en temps réel grâce à l'autre miroir M6, qui n'a pas été utilisé pour injecter les perturbations.

Le recombineur

Le recombineur est le cœur de l'instrument, car il permet de faire interférer entre eux les faisceaux transmis dans l'interféromètre. Dans le cas de PERSEE, il a été choisi d'utiliser une configuration Mach Zehnder modifié (MMZ, Serabyn, 2000; Jacquinod, 2010). Le MMZ a 4 sorties (A, B, C, D), symétriques par couple, c'est-à-dire avec le même nombre de réflexions et transmissions les long du chemin optique. Les périscopes produisent un déphasage de π entre les deux sorties équilibrées. Nous aurons ainsi les deux

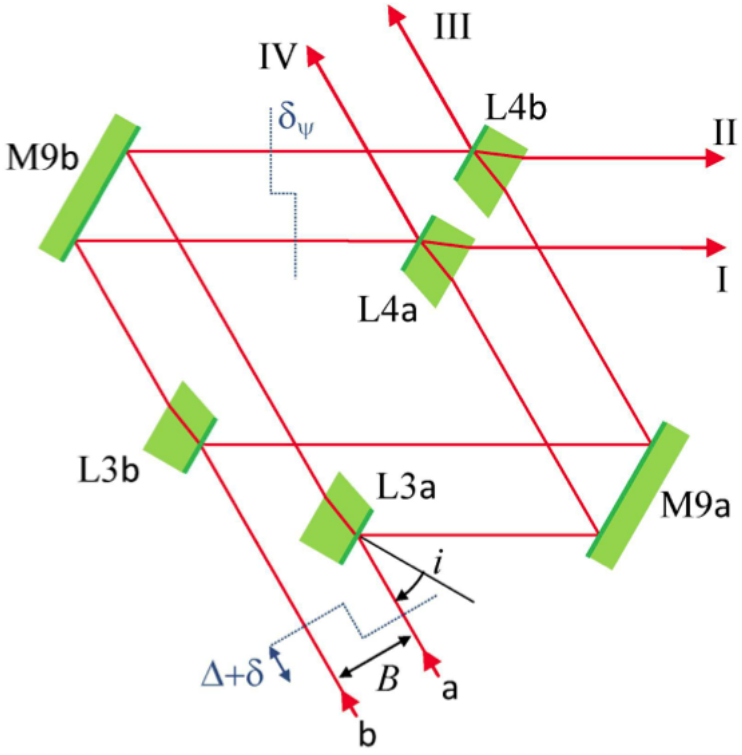


Figure 5.4 – Schéma du recombineur MMZ. Crédits : Jacquinod (2010)

voies (B, D) sur lesquelles nous pourrons mesurer le minimum et le maximum de l'interférogramme. Le MMZ est conçu de façon à pouvoir régler les chemins optiques en introduisant un déphasage de $\pi/2$ entre les voies équilibrées (B, D), et les deux autres voies (A, C). Ce réglage fin est possible à l'aide d'actuateurs piézoélectriques qui déplacent les lames L3.

Le schéma du recombineur MMZ, qui à fait l'objet de la thèse de Jacquinod (2010), est présenté en Fig. 5.4. Son fonctionnement est le suivant (Jacquinod et al., 2008) :

- Les deux faisceaux, a et b, séparé par une base interne B, sont divisés en deux paires par les lames séparatrices L3a et L3b.
- Les deux paires de faisceaux sont réfléchis par les miroirs M9a et M9b de façon à maintenir chaque pair parallèle entre eux.
- Les faisceaux sont recombinés par les lames L4a et L4b, identiques aux lames L3a et L3b, créant ainsi quatre sorties, I, II, III et IV.

Si le MMZ est réglé de façon que l'OPD interne soit nul, alors les sorties I et II sont identiques et en opposition de phase avec les deux autres sorties III et IV. Dans le cas de PERSEE nous ajoutons une OPD interne δ_Ψ. Cela permet de décaler les sorties I et IV mais non pas les sorties II et III. Si $\delta_\Psi = \pi/2$ nous aurons que les quatre sorties du MMZ seront en quadrature de phase nous permettant d'utiliser la méthode ABCD pour le suiveur de frange. Le déphasage δ_Ψ est introduit en déplaçant la lame L3a. Les sorties

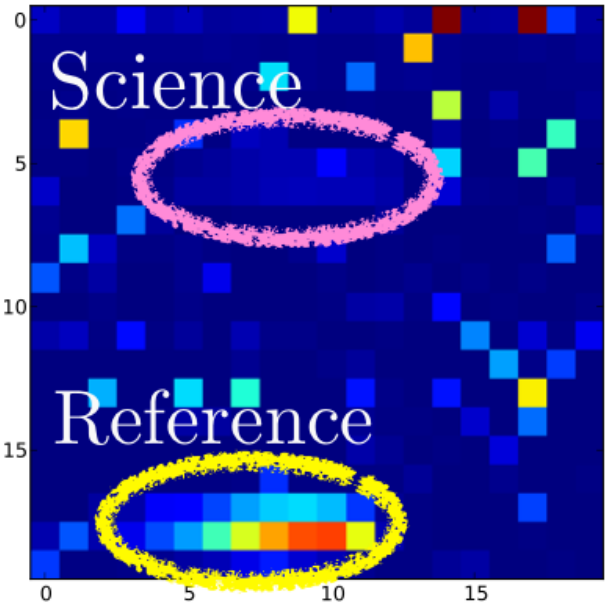


FIGURE 5.5 – Image du signal détecté par la caméra infrarouge. Le détecteur de la caméra contient 20×20 pixels. Les deux voies sont dispersées sur deux régions de 9×2 pixel du détecteur. Les contours en jaune et en rose indiquent respectivement, les régions du capteur qui mesurent la voie de référence et la voie scientifique. Les autres points *chauds* sont des pixels défectueux de la caméra.

I, II, III, et IV se disposent respectivement autour des points A, B, D, et C.

Le suiveur de franges

Une fois réglé (voir Sec. 5.3), le MMZ nous donne en sortie 4 faisceaux déphasés entre eux de $\pi/2$. Ceux-ci sont dirigés à l'aide de lames semi-réfléchissantes sur le suiveur de franges qui permet de corriger en temps réel les effets de piston. Le suiveur de franges utilise la méthode ABCD en bande I et J ($0.8 \div 1.2$ μm), là où les bandes H et K ($1.6 \div 2.4$ μm) serviront pour la mesure scientifique.

La caméra infrarouge

La bande $H + K$ des faisceaux (B, D) est injecté dans des fibres, pour être ainsi transmise au banc d'acquisition, où se trouve la caméra infrarouge. Le flux est dispersé et mesuré sur 9 canaux spectraux, entre 1.65 μm et 2.45 μm.

Le détecteur de la caméra contient 20×20 pixels. Les faisceaux de la voie scientifique de l'interféromètre et de la voie de référence sont dispersés sur 9 canaux spectraux et ensuite projetés sur deux zones séparées du détecteur de la caméra. Les deux faisceaux sont donc étalés sur deux régions de 9×2 pixels du détecteur.

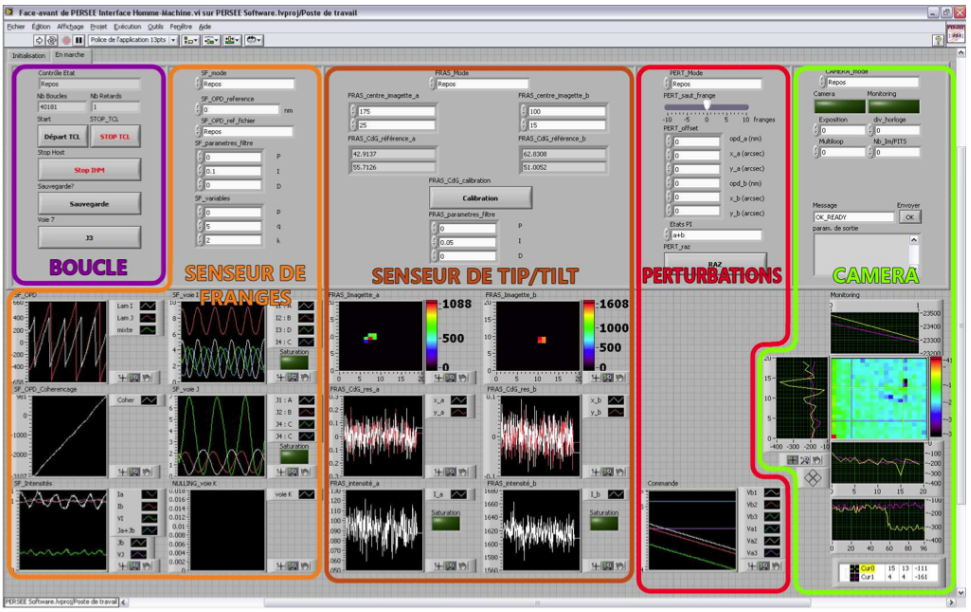


FIGURE 5.6 – Interface graphique du logiciel *LOZITRON* qui commande le banc PERSEE. Les contours colorés indiquent les différentes parties du logiciel. Crédits : J. Lozi)

La Fig. 5.5 montre une image de 20×20 pixels du signal détecté par la caméra infrarouge. Les contours indiquent les deux régions de 9×2 pixels où les voies de référence et scientifique sont dispersées.

Le logiciel de commande

Le banc PERSEE est piloté et contrôlé grâce à un logiciel, appelé *LOZITRON*, écrit en Labview et développé par Lozi (2012) durant sa thèse. Il permet d'interfacer les différentes unités qui commandent les lignes à retard (XPS) et la caméra IR.

La Fig. 5.6 montre une image de l'interface graphique du *LOZITRON*.

5.2 La campagne de mesure

Au début de ma thèse, nous avons planifié une série de campagnes de mesures sur le banc PERSEE. Les objectifs étaient les suivants :

I Refaire une partie du travail accompli par Julien Lozi pendant sa thèse afin d'acquérir de la confiance avec l'utilisation d'un système complexe comme l'était PERSEE. En particulier, nous voulions mesurer et caractériser le taux d'extinction en présence des perturbations typiques de la mission PEGASE.

II Mesurer et caractériser le taux d'extinction en présence de perturbations typiques du satellite FKSI. Pour cette opération, les fichiers de

commande spécifiques aux perturbations FKSI ont dû être produits préalablement.

III Mesurer le taux d'extinction en simulant le déplacement de la source par rapport à l'axe de l'interféromètre. Les cartes du taux d'extinction ainsi produites permettent de caractériser les mesures de nulling en fonction des différentes longueurs d'onde. Cet objectif demandait la modification du logiciel de commande du banc PERSEE afin de pouvoir introduire des tip-tilt et des pistons pour simuler le déplacement de la source.

IV Installer le module *source complexe* (SPS), réalisé par l'atelier mécanique S2M de l'OCA et déménagé à Meudon à la fin de 2011 pour être intégré au banc PERSEE. Le module source complexe permettrait de simuler un scénario astrophysique composé d'une source centrale principale (l'étoile), plus une deuxième source secondaire (planète), à une certaine distance angulaire de la première. Une fois installé le module, il serait possible de mesurer et caractériser le taux d'extinction dans le champ de l'interféromètre.

5.2.1 Le calendrier des missions

Le travail de laboratoire sur le banc PERSEE a été programmé sur plusieurs missions à Meudon. Le calendrier des missions est présenté dans le Tab. 5.1. Jean-Luc Menut, jeune chercheur, a travaillé sur le banc et servi de support pendant cette période.

Tableau 5.1 – Calendrier des missions à l'Observatoire de Meudon sur le banc PERSEE.

Mission	Début	Fin	Travail effectué
Pré-mission	01/12/12	14/12/12	Formation à l'utilisation du banc
1ère mission	21/01/13	08/02/13	Alignement et réglage du banc
2ème mission	18/02/13	07/03/13	
3ème mission	18/03/13	04/04/13	
4ème mission	17/04/13	30/04/13	Campagne de mesure
5ème mission	13/05/13	30/05/13	

Le but de la première période, la prémission, était de nous former à l'utilisation du banc. Émilie Lhomé, ingénieur de recherche, nous a transmis ses connaissances avant son départ. Outre la mise en marche du banc (mise sous vide et mise en froid du cryostat, démarrage de l'électronique, utilisation basique des interfaces de contrôle), nous avons vu la mise en œuvre des procédures de calibration nécessaires avant l'acquisition des mesures de taux d'extinction. Une fois Mme Lhomé partie, nous avons enchainé une série de missions dans le but de réaliser les campagnes de mesures prévues.

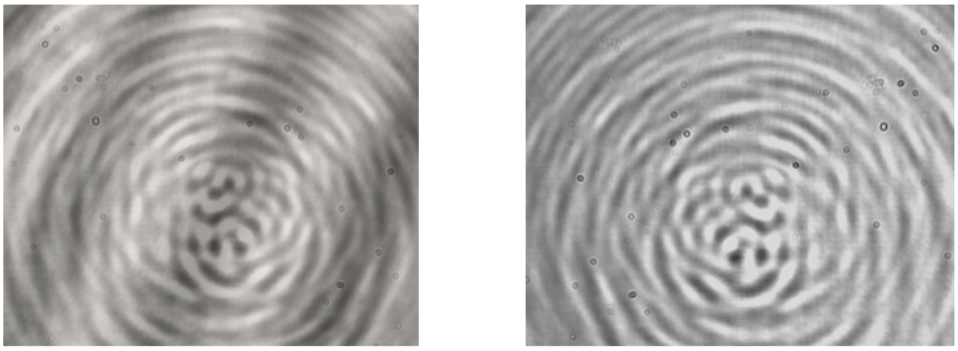


Figure 5.7 – À gauche, un exemple de teinte plate visualisé avec une caméra durant le réglage des miroirs M6 où il est possible de voir des franges de coin d'air. À droite, le même exemple, sans franges de coin d'air.

5.3 La préparation du banc

Toute opération de mesure sur PERSEE demande, en amont, une série d'actions dont les objectifs sont la mise en marche et la calibration du banc.

La mise en marche de la caméra infrarouge

Tout d'abord, il est nécessaire de préparer la caméra infrarouge. Le détecteur doit effectivement être refroidi pour réduire la contribution du bruit thermique des différentes composantes dans la caméra, car, en infrarouge, elles seraient dominantes par rapport au signal que nous essayons de détecter. Le détecteur de la caméra est positionné dans un cryostat refroidi avec de l'azote liquide (77 K). L'enceinte contenant le fluide cryogénique est isolée de l'extérieur par une deuxième enceinte sous vide ($\sim 10^{-6}$ millibar). Les opérations de préparation de la caméra (vide et froid), requièrent normalement entre 24 et 48 heures.

Le réglage de la teinte plate

Une fois allumé l'équipement électronique et le logiciel de commande, nous pouvons commencer à régler les différentes composantes et sous-systèmes de PERSEE. La première chose à faire est celle de régler les faisceaux en sortie du recombineur de façon à éliminer le plus possible les effets de *coin d'air*, obtenant ainsi des teintes plates les plus homogènes possibles. Pour cela, nous avons utilisé une source laser monochromatique (lumière rouge) et une caméra dans le visible positionnée aux sorties du MMZ. Nous avons ensuite réglé finement l'orientation des miroirs M6 jusqu'à l'obtention d'une illumination uniforme sur la caméra.

La Fig. 5.7 montre un exemple de teinte plate et de coin d'air visualisés avec la caméra en sortie du MMZ.

La calibration de l'injection

La calibration de l'injection consiste à maximiser le flux rentrant dans la fibre reliant le banc principal et le banc d'acquisition. La procédure est automatisée et consiste à balayer à l'aide des miroirs M6 toutes les positions dans chaque bras et d'en déterminer celle où l'injection est maximisée.

La calibration du senseur de tip-tilt

La calibration du senseur du tip-tilt (FRAS) consiste à déterminer la matrice de conversion entre le signal électrique appliqué aux actuateurs qui contrôlent les miroirs M6 et leur déplacement effectif. Cette calibration est automatisée.

La calibration du suiveur de franges

Un premier réglage consiste à maximiser le flux en entrée des quatre canaux du suiveur de franges. Cela est fait à la main à l'aide de petites vis permettant d'ajuster la position des capteurs du suiveur de franges. Un deuxième réglage consiste à mettre en quadrature les quatre faisceaux en sortie du recombineur de façon qu'il y ait un déphasage de $\pi/2$ entre chaque canal. La quadrature est nécessaire afin que le suiveur de franges puisse utiliser la méthode ABCD. Pour régler le déphasage entre les différentes sorties du MMZ, nous agissons directement sur la lame L3a commandée par un moteur piézoélectrique.

5.3.1 Le réglage et l'alignement du banc

Au moment de notre arrivée, en décembre 2012, le banc n'était plus exploité dans son intégralité depuis plusieurs mois. Le banc avait besoin d'être remis en état pour être à nouveau exploité. Pendant notre travail sur le banc PERSEE, nous avons fait face à des difficultés techniques que nous détaillons ci-dessous.

La calibration du banc

Pendant la période de formation avec Mme Lhomé, il n'a pas été possible de mener jusqu'au bout les procédures de calibration, à cause de réglages défectueux.

La Fig. 5.8 montre un exemple des résultats des opérations de calibration effectuées pendant la pré-mission en comparaison avec des images de calibrations réussites. Les graphes montrent que le flux transmis par l'interféromètre est bien inférieur au flux attendu et que le contraste qui en résulte est fortement dégradé.

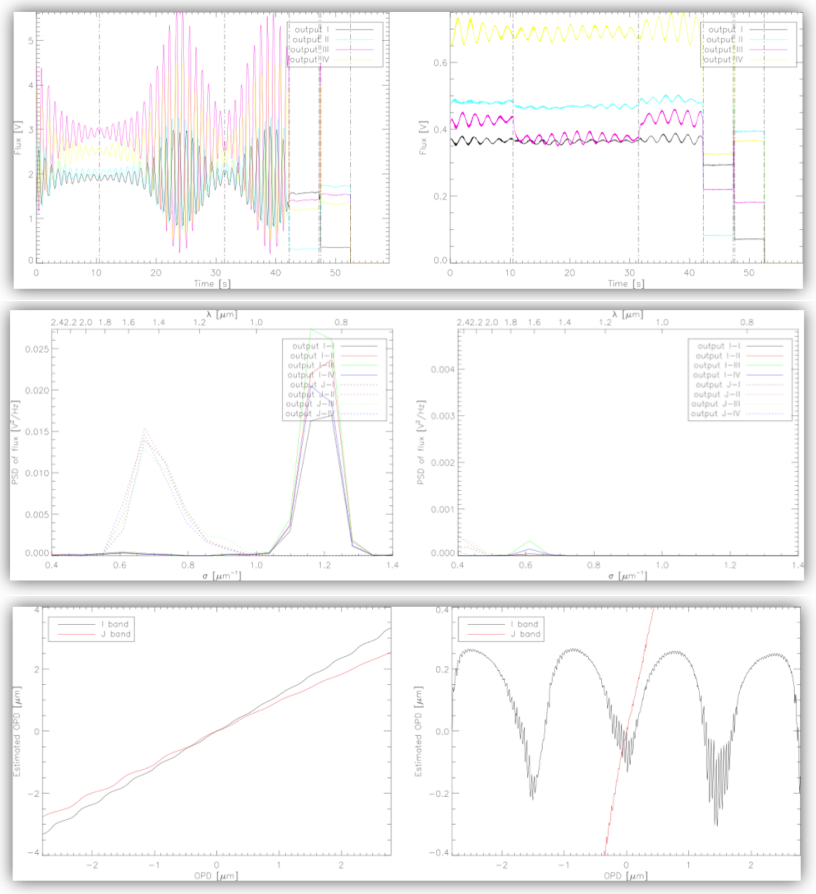


Figure 5.8 – En haut, flux mesuré par les détecteurs du suiveur de franges en bande I et J. Au milieu, spectres mesurés sur les différentes sorties du MMZ. En bas, OPD estimée dans les bandes I et J en fonction de l'OPD injectée théoriquement. À gauche, des figures de référence d'archives de mesure prise quand le banc était en parfait état de marche. À droite, les mesures que nous avons prises en décembre 2012.

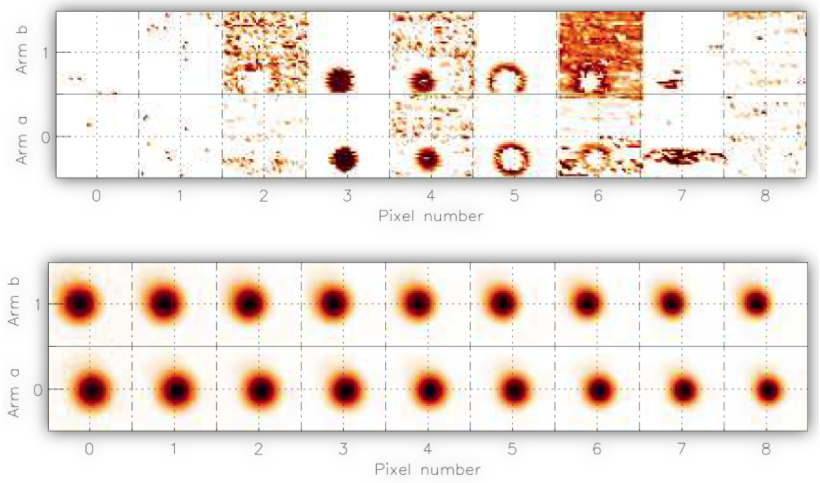


FIGURE 5.9 – Carte de l'injection dans les fibres en sortie du MMZ en fonction de la position des miroirs M6 : en haut, une mesure enregistrée lors de notre premier séjour à Meudon, en bas, une mesure de référence d'archives montrant une calibration réussite.

La Fig. 5.9 montre la carte de l'injection dans les fibres en sortie du MMZ en fonction de la position des miroirs M6. Ces graphes sont produits automatiquement pendant l'opération de la calibration de l'injection qui a pour but de maximiser le flux injecté dans les fibres à la sortie du MMZ.

Les fibres verre fluoré

Nous disposions en total de quatre fibres optiques verre fluoré. La première fibre sert pour transmettre la voie scientifique, deux autres fibres sont utilisées en série pour transférer le flux de référence, et la quatrième fibre est de réserve. Nous indiquons chaque fibre avec une lettre de référence $\mathcal{B}$ (Blanche), $\mathcal{S}$ (Spare-réserve), $\mathcal{E}$ (Entrée), et $\mathcal{N}$ (Noire) en fonction de l'utilisation qu'elle avait sur le banc avant notre arrivée. Lors des manipulations, nous avons remarqué que la fibre $\mathcal{S}$ était cassée. Le flux détecté sur la voie scientifique était bien inférieur à la valeur habituelle, comme indiqué sur la Fig. 5.10.

Nous avons donc réaménagé la disposition des fibres de façon à maximiser la transmission de la voie scientifique et à mettre de côté la fibre $\mathcal{B}$. Pour éviter de manipuler le connecteur abîmé de la fibre $\mathcal{S}$, celle-ci a été placé sur le banc principal en amont de la série des deux fibres pour la transmission du flux référence.

La Fig. 5.11 montre une mesure du détecteur avant et après le réaménagement des fibres optiques verre fluoré. Après le réaménagement des fibres nous avons un gain d'intensité d'un facteur ~ 10 dans la voie de référence.

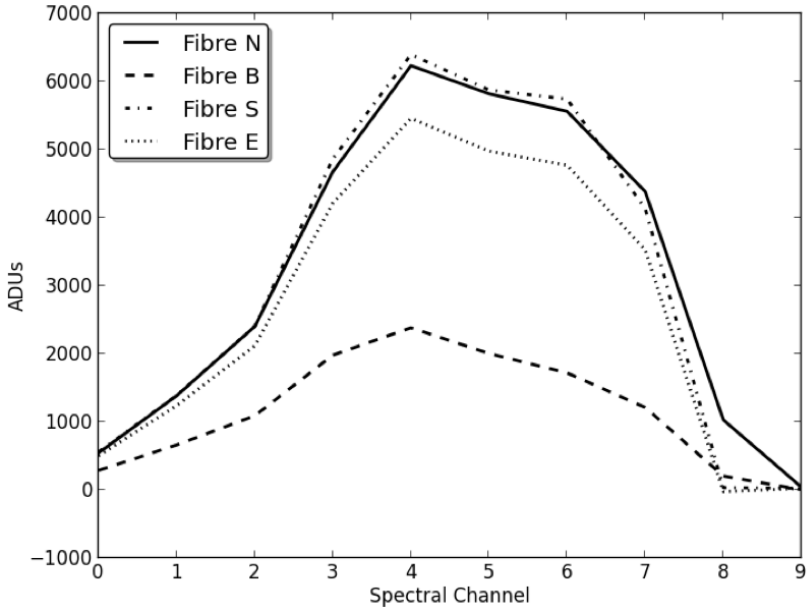


Figure 5.10 – Flux transmit par les fibres verre fluoré en fonction du canal spectral.

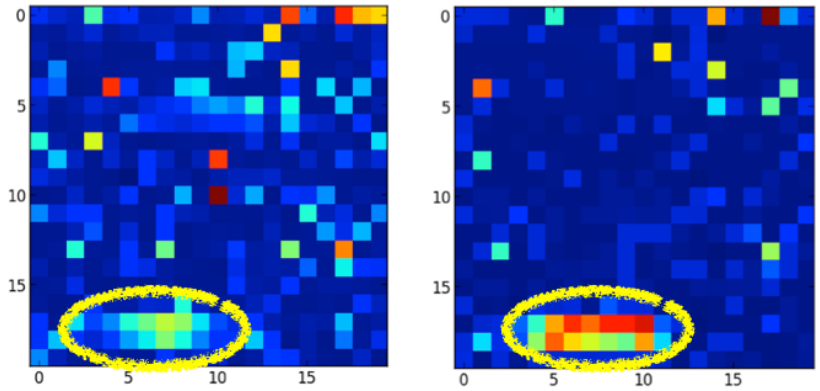


Figure 5.11 – Image de la mesure sur le détecteur. À gauche, une mesure avant le réaménagement des fibres optique verre fluoré. À droite, une mesure après le réaménagement. Le contour jaune indique la région de 9×2 pixels du détecteur dédié à la voie de référence.

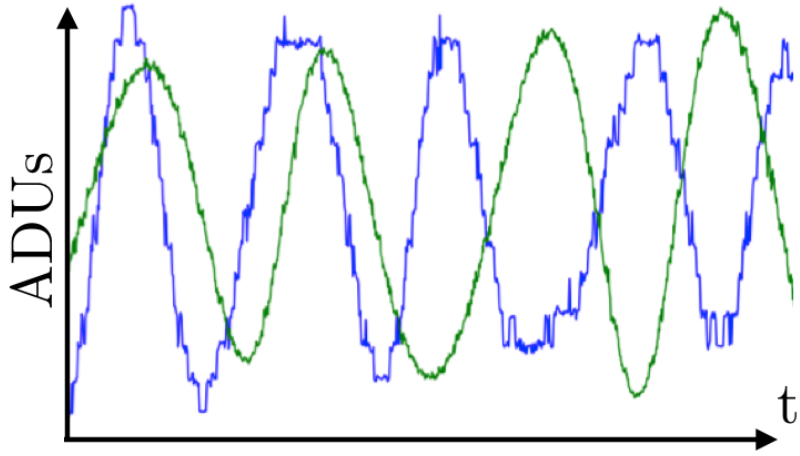


Figure 5.12 – Signal mesuré avant (en blues) et après (en vert) la substitution de la carte CAN de conversion analogique-numérique.

La carte de conversion analogique-numérique

Nous avons remarqué que le signal de science mesuré en injectant une OPD qui variait dans le temps présentait une structure à pallier avec des sauts aléatoires et réguliers (voir Fig. 5.13). Après plusieurs vérifications, nous avons conclu que le problème apparaissait lors de la conversion analogique-numérique du signal en provenance de la caméra IR. T. Bluey et F. Cassaing de l'ONERA, nous ont aidé à résoudre le problème en intervenant directement sur la carte CAN (Convetisseur Analogique Numérique) de la caméra IR.

La Fig. 5.13 montre une mesure sur la voie scientifique en injectant une OPD avec une modulation temporelle. En bleu, le signal mesuré avant l'intervention sur la carte CAN. Celui-ci présente des paliers. En vert, le même signal mesuré après l'intervention sur la carte CAN, une fois le problème résolu.

Le moteur de réglage fin de la lame L3a du MMZ

L'opération de calibration du suiveur de frange implique un réglage fin de la position de la lame L3a du MMZ. Nous avons eu des soucis avec le boitier de contrôle et le moteur piézo-électrique qui servent à régler la position de la lame L3a. À partir de la quatrième mission, le réglage de la lame L3a en utilisant le système de contrôle, ne pouvait être fait que, en déplaçant la lame dans une seule direction. Une fois dépassé la position optimale, il était nécessaire de décapoter le banc et le recombineur, pour pouvoir y accéder directement et déplacer ainsi la lame L3a en manipulant les visses de réglage fin. Néanmoins, cette difficulté ne nous a pas empêchés de réaliser les mesures prévues.

En Fig. 5.13 une photo du recombineur MMZ avec le détail de la lame

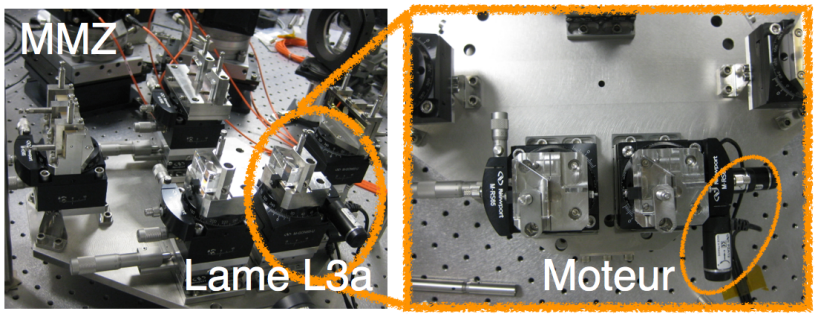


Figure 5.13 – Image du recombineur MMZ avec le détail de la lame L3a et du moteur piézo-électrique qui permet de régler finement la position de la lame elle-même. Crédits : S. Jacquinod.

L3a et du moteur piézo-électrique qui permet de contrôle finement la position de la lame elle-même.

5.3.2 La première mesure du taux d'extinction

Nous avons décidé de maximiser l'injection en réglant *à la main* la position des miroirs M6. Nous avons, ensuite, réglé l'OPD *à la main* afin d'être le plus proche possible de la frange noire centrale. Nous avons ensuite créé un fichier de commande pour injecter, sur les miroirs M6, une rampe d'OPD sur 275 nm, soit environ $\lambda/8$. Cette dernière étape sert à effectuer une mesure autour de la frange noire centrale, nous permettant ainsi d'en déterminer la position.

La Fig. 5.14 montre la première mesure du taux d'extinction que nous avons réalisée. Le taux d'extinction est mesuré pour différentes valeurs d'OPD autour de la frange noire centrale.

Un problème rencontré lors des tentatives de calibration du suiveur de franges est un mauvais centrage des faisceaux sur le détecteur du FRAS. En effet, les images des deux faisceaux se trouvaient au bord du détecteur du FRAS. Nous les avons recentrés en réglant les lentilles de focalisation. Cela nous a enfin permis de réaliser une série complète de calibrations avec le *LOZITRON*.

La Fig. 5.15 montre le flux en bande J mesuré sur chaque entrée du suiveur de frange.

Nous avons réussi finalement à remettre en état de marche le banc PERSEE. Nous avons réalisé une première série de mesures avec un taux d'extinction estimé entre 10^{-4} et 10^{-5}, ce qui était suffisant pour la suite de la campagne de mesures. La Fig. 5.16 montre le taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde. Le taux de nulling aux longueurs d'onde extrêmes présente des très grandes barres d'erreurs. Cela peut être expliqué par une mauvaise injection dans les fibres pour ces longueurs d'onde.

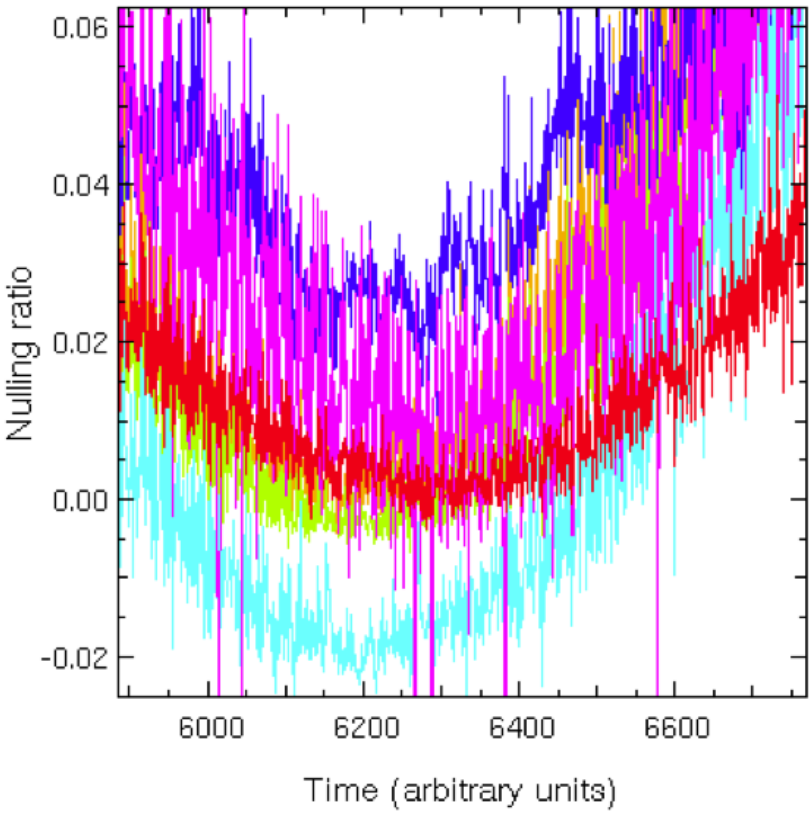


FIGURE 5.14 – Première mesure du taux d'extinction. Le graphique montre le taux d'extinction en fonction de la modulation temporelle de l'OPD injecté. Les couleurs indiquent les différents canaux spectraux.

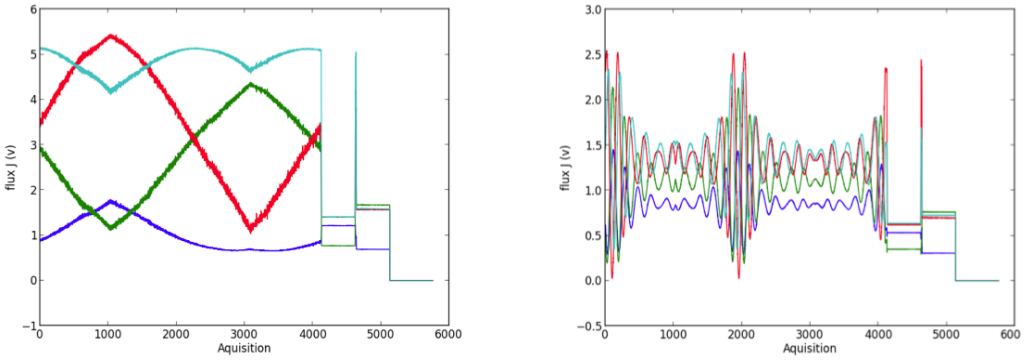


FIGURE 5.15 – Flux en J pour chaque entrée du suiveur de frange. À gauche et à droite, le flux mesuré, respectivement avant et après l'opération de recentrage des images sur le FRAS.

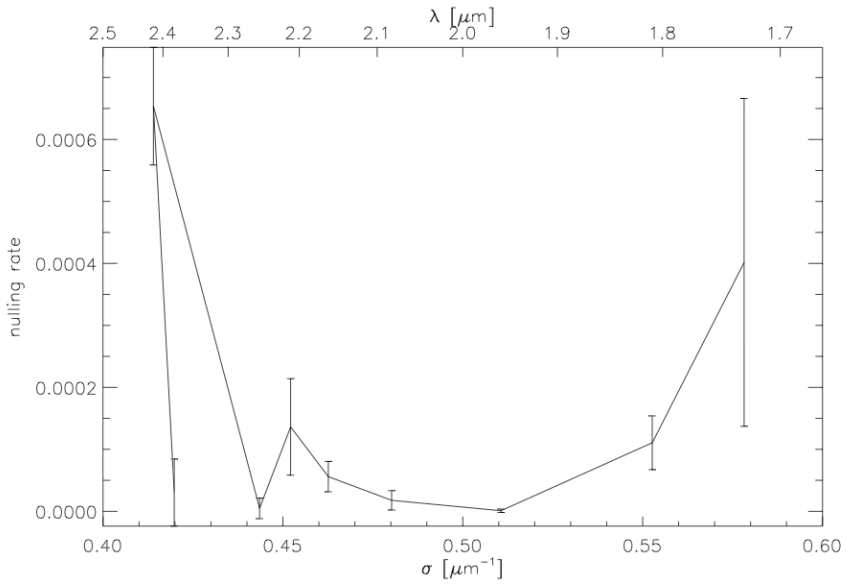


FIGURE 5.16 – Taux d'extinction mesuré en fonction de la longueur d'onde.

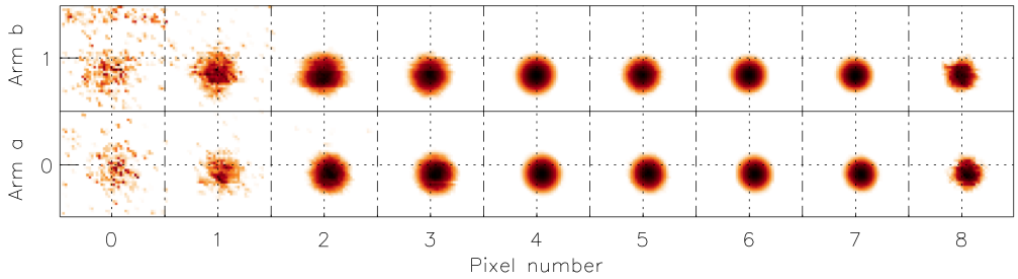


FIGURE 5.17 – Carte de l'injection en fonction de la position des miroirs M6 et de la bande spectrale. Ce graphique est produit lors de la calibration de l'injection. Cette figure peut être comparée à la Fig. 5.9 qui montre la carte de l'injection d'une mesure enregistrée au début de nos missions et celle d'une mesure de référence d'archives.

En Fig. 5.17 montre le graphique produit lors de la calibration de l'injection dans les fibres. Nous pouvons remarquer que celle-ci est très mauvaise sur les longueurs d'onde extrêmes.

Malgré les difficultés techniques rencontrées, lors des missions, étalées sur une période d'environ 6 mois, nous avons remis en état de marche le banc PERSEE et nous avons réalisé une première campagne de mesure pour construire des cartes de transmission d'un interféromètre en franges noires. En particulier, nous sommes intéressés à étudier les aspects chromatiques et les relations présentes entre ces cartes. Du 24 au 30 mai 2013, nous sommes parvenus à effectuer plusieurs séries de mesures qui nous ont permis d'atteindre un des objectifs prévus : la mesure du taux d'extinction hors l'axe dans le champ proche.

Nous avons aussi réalisé une série de mesures du taux d'extinction sur l'axe avec et sans perturbations PEGASE et FKSI. les perturbations sont injectées à travers un fichier de commande des miroirs M6. Malheureusement, nous n'avons pas de mesure de photométrie. Cela rend ces données non exploitables, car la mesure des photométries est nécessaire pour calculer le taux d'extinction.

5.4 Les opérations de mesure

Nous nous concentrons maintenant sur la mesure du taux d'extinction d'une source ponctuelle décalée par rapport à l'axe de l'interféromètre. L'objectif est de réaliser une carte du taux d'extinction pour une source dans la position angulaire (α, β) dans le champ de vue de l'interféromètre. α et β sont respectivement les coordonnées angulaires de la source dans les directions parallèle et orthogonale par rapport à l'axe défini par la base projetée de l'interféromètre.

Le banc PERSEE a été conçu pour faire des mesures du taux d'extinction sur l'axe de l'interféromètre. Afin de réaliser des mesures simulant une source dans le champ, ou hors axe, il a été nécessaire de modifier le logiciel de commande du banc. Pour simuler le déplacement de la source dans le champ nous voulons introduire un tip-tilt (α, β) et une OPD δ à l'aide des miroirs M6. La relation entre ceux-ci est $\delta = B \cdot \sin(\alpha)$, où B est la base projetée de l'interféromètre.

Le logiciel de commande du banc a été modifié par J. Montri et F. Cassaing de l'ONERA, nous permettant ainsi d'injecter un fichier de commande au suiveur de franges et au senseur de tip-tilt de façon à pouvoir modifier leurs valeurs de référence, qui sont normalement fixés à zéro. L'idée à la base des modifications introduites est de pouvoir modifier les références du suiveur de franges et du senseur de tip-tilt, qui normalement, sont censés chercher la position d'OPD et de tip-tilt égale à zéro. Après les modifica-

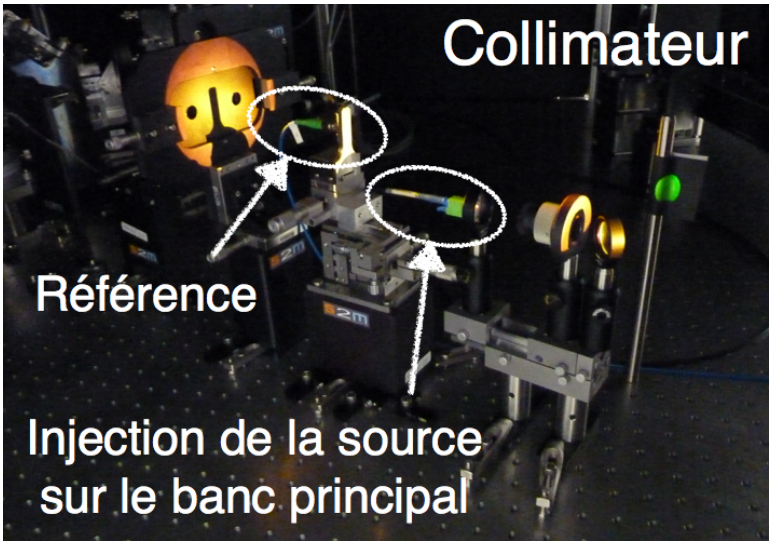


Figure 5.18 – Photo du collimateur. La fibre de l'injection de la source sur le banc principal et la fibre qui transfère le flux de référence sont indiquées spécifiquement.

tions apportées, le suiveur de franges et le senseur de tip-tilt cherchent la position d'OPD et de tip-tilt qui sont indiqués dans un fichier de commande que l'opérateur donne en entrée. Une fois lancé le fichier de commande, le suiveur de frange et le senseur de tip-tilt auront des valeurs de références différentes. Les boucles d'asservissement, qui normalement corrigent les fluctuations de tip-tilt et d'OPD, serviront maintenant à changer la valeur de tip-tilt et d'OPD sur une nouvelle référence celle-ci étant indiqué dans le fichier de commande.

Une autre différence que nous adoptons par rapport au schéma de fonctionnement classique de PERSEE est le choix du flux de référence. Normalement celui-ci est évalué directement en sortie du MMZ, à la fin du parcours optique passant par tous les étages de la manip. Afin de suivre les fluctuations d'intensité de la source, nous avons choisi de mesurer le flux de référence directement à la sortie du collimateur, avant le masque simulant les ouvertures des deux télescopes de l'interféromètre. L'intensité de la source présente des fluctuations de l'ordre de 1% sur des intervalles temporels de quelques minutes. C'est pour cette raison que nous préférons prendre la référence directement à la source. Cela a déjà été fait pendant la thèse de Lozi (2012).

La Fig. 5.18 montre le collimateur avec l'indication de la fibre d'injection de la source sur le banc principal et la fibre qui transfère le flux de référence.

Chaque enregistrement de la caméra infrarouge dure 110 s. Le temps d'intégration de la caméra est de 10 ms. Cela nous donne donc environ 10^4 images de la caméra pour chaque enregistrement.

Une *série de mesures*, pour pouvoir être exploitée correctement, doit

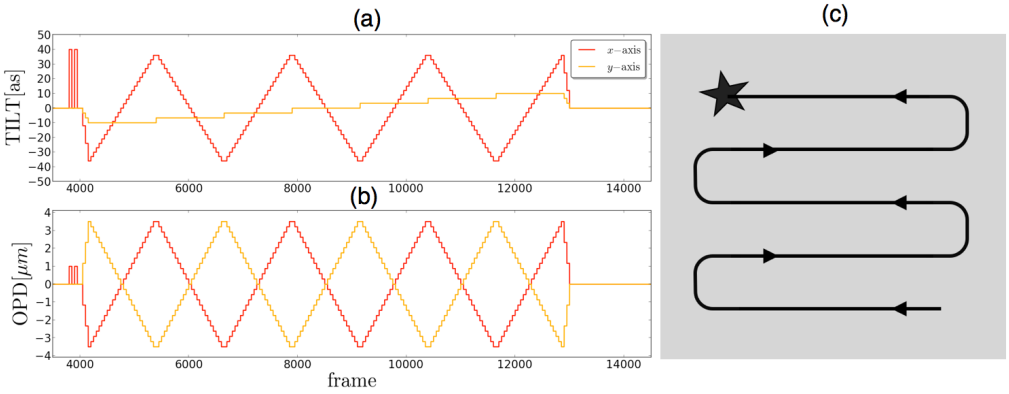


FIGURE 5.19 – Exemple de fichier de commande du suiveur de franges et du senseur de tip-tilt. Le cas présenté est un balayage du champ hors axe un partant d'une source en bas à droite se déplacent jusqu'en haut à gauche suivant le parcours en zigzag. (a) Amplitude de la commande pour le tip-tilt (b) Amplitude de la commande pour l'OPD. (c) Schéma explicatif du balayage du champ hors axe.

inclure :

- une mesure du flux cohérent.
- une mesure de la photométrie des deux bras de l'interféromètre.
- une mesure du courant d'obscurité (dark) de la caméra.

Le *protocole de mesure* utilisé est le suivant :

- Lancement du fichier de commande du suiveur de franges et du senseur de tip-tilt. Le fichier contient un premier signal, appelé signal de début, qui indique à l'opérateur de commencer l'enregistrement des données. Un deuxième et troisième signal sont présents dans le fichier de commande pour faciliter la synchronisation entre les fichiers enregistrés et les fichiers de commande utilisés.
- Une fois que le signal de départ apparaît, l'opérateur lance l'enregistrement des données.
- Une fois que les 110 s sont écoulés, l'enregistrement s'arrête automatiquement et sauvegarde les données dans un fichier *.fits*. Après 100 secondes, un obturateur coupe le signal de science, permettant ainsi une mesure du courant d'obscurité de la caméra.

Le protocole ici décrit doit être répété afin d'obtenir toutes les mesures nécessaires pour chaque série.

La Fig. 5.19 montre un exemple de fichier de commande du suiveur de franges et du senseur de tip-tilt. Afin d'exploiter toute la course possible des actuateurs des miroirs M6, nous introduisons un déplacement d'une demi-valeur de l'OPD maximal en direction opposée sur les deux M6.

5.5 Le traitement des données

En premier, nous définissons la relation entre le signal observé $\hat{S}(t)$ par la caméra infrarouge à l'instant t et le signal réel $S(t)$, c'est-à-dire la valeur que nous mesurions si le bruit $\varepsilon_S(t)$ et le courant d'obscurité $d_S(t)$ étaient négligeables

$$\hat{S}(t) = S(t) + d_S(t) + \varepsilon_S(t). \tag{5.5.1}$$

Nous supposons que le bruit est distribué normalement avec une moyenne temporelle nulle, $\langle \varepsilon_S(t) \rangle = 0$.

Pour chaque mesure, nous avons 2 signaux dispersés chacun sur 9 canaux spectraux. Le premier est le *signal de science*, c'est-à-dire le faisceau du flux cohérent en sortie de l'interféromètre, et le deuxième est le *signal de référence* qui mesure directement le flux de la source avant d'être transmis par l'interféromètre.

Les fluctuations de la source sont affectés par un signal électronique à la fréquence de 50 Hz et une oscillation mécanique aux alentours de 40 Hz. Ces deux termes ne sont pas échantillonnés suffisamment à cause de la fréquence d'acquisition de 100 Hz. Les deux signaux, science et référence sont sujets à ces termes de bruits. Afin d'éliminer ces termes de bruits qui affectent les deux signaux, science et référence, nous pratiquons un lissage des données par une moyenne temporelle glissante.

L'estimateur de la mesure

Puisque les deux signaux, science et référence, sont corrélés, il est nécessaire de les considérer ensemble dans la définition d'un estimateur de *mesure normalisée* m. Tout d'abord, Nous introduisons I, R et C, qui sont respectivement le signal de science, le signal de référence, et la matrice de covariance associée. À partir de l'Eq. 5.5.1, nous avons

$$I \equiv \langle I(t) \rangle = \langle \hat{I}(t) \rangle - \langle d_I(t) \rangle \tag{5.5.2}$$

$$R \equiv \langle R(t) \rangle = \langle \hat{R}(t) \rangle - \langle d_R(t) \rangle \tag{5.5.3}$$

$$\mathrm{Var}(I) = \mathrm{Var}(\hat{I}(t) - d_I(t)) = \mathrm{Var}(\hat{I}(t)) + \mathrm{Var}(d_I(t)) \tag{5.5.4}$$

$$\mathrm{Var}(R) = \mathrm{Var}(\hat{R}(t) - d_R(t)) = \mathrm{Var}(\hat{R}(t)) + \mathrm{Var}(d_R(t)) \tag{5.5.5}$$

$$\mathrm{Cov}(I, R) = \mathrm{Cov}(\hat{I}(t) - d_I(t), \hat{R}(t) - d_R(t)) = \mathrm{Cov}(\hat{I}(t), \hat{R}(t)), \tag{5.5.6}$$

où $\hat{R}(t)$ est la référence lissée par une moyenne temporelle glissante. Dans la matrice de covariance, nous négligeons les termes croisés $\mathrm{Cov}(\hat{I}(t) - d_I(t), \hat{R}(t) - d_R(t))$. Ce choix est fait en assumant qu'il n'y a pas de corrélation entre le courant d'obscurité et les signaux

$$C = \begin{bmatrix} \mathrm{Var}(\hat{I}(t)) + \mathrm{Var}(d_I(t)) & \mathrm{Cov}(\hat{I}(t), \hat{R}(t)) \\ \mathrm{Cov}(\hat{I}(t), \hat{R}(t)) & \mathrm{Var}(\hat{R}(t)) + \mathrm{Var}(d_R(t)) \end{bmatrix}$$

. Nous pouvons maintenant définir la *mesure normalisée* m comme le rapport entre le signal de science et le signal de référence

$$m = \frac{I}{R} \tag{5.5.7}$$

$$\mathrm{Var}(m) = m^2 \cdot \left(\frac{\mathrm{Var}(I)}{I^2} + \frac{\mathrm{Var}(R)}{R^2} - \frac{2 \cdot \mathrm{Cov(I,R)}(I)}{IR} \right), \tag{5.5.8}$$

où $\mathrm{Var}(m)$ est la variance de la mesure normalisée.

La recette du taux d'extinction

À partir des données collectées, nous pouvons estimer, pour chaque choix d'OPD et tip-tilt, la mesure normalisée du flux de la voie nullée de l'interféromètre $i_{\min}$, et le flux des deux faisceaux photométriques respectivement des deux bras de l'interféromètre i_a et i_b. Avec ces trois informations, nous sommes capables d'évaluer le taux d'extinction pour chaque position hors axe de la source et construire ainsi une carte de transfert de PERSEE.

Le flux évalué sur la voie brillante de l'interféromètre est donné par l'équation classique, présenté dans la Sec. 2.2.

$$i_{\max} = i_a + i_b + 2\sqrt{i_a \cdot i_b} \cdot \mu \cos(\vartheta + 2\pi\sigma\delta), \tag{5.5.9}$$

où δ est la différence de chemin optique entre les deux voies et $\sigma = 1/\lambda$ est le réciproque de la longueur d'onde. Dans le cas de PERSEE, nous considérons la source comme non résolue, ce qui nous donne $\mu = 1$ et $\theta = 0$.

À partir de l'Eq. 5.5.9, nous avons que

$$i_{\max} = i_a + i_b + 2\sqrt{i_a \cdot i_b} \cdot \cos(2\pi\sigma\delta) \tag{5.5.10}$$

$$\mathrm{Var}(i_{\max}) = \big[1 + \cos(2\pi\sigma\delta)\big]^2 \big[\mathrm{Var}(i_a) + \mathrm{Var}(i_b)\big]. \tag{5.5.11}$$

La variance de $i_{\max}$ résulte être inférieur ou égal à $4 \cdot [\mathrm{Var}(i_a) + \mathrm{Var}(i_b)]$. Nous définissons le taux d'extinction, ou *nulling*, le rapport entre $i_{\min}$ et $i_{\max}$

$$n = \frac{i_{\min}}{i_{\max}} \tag{5.5.12}$$

$$\mathrm{Var}(n) = n^2 \cdot \left(\frac{\mathrm{Var}(i_{\min})}{i_{\min}^2} + \frac{\mathrm{Var}(i_{\max})}{i_{\max}^2} \right). \tag{5.5.13}$$

Nous pouvons aussi calculer la visibilité

$$v = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \tag{5.5.14}$$

$$\mathrm{Var}(v) = \frac{4}{(i_{\max} + i_{\min})^4} \cdot [i_{\min}^2 \cdot \mathrm{Var}(i_{\min}) + i_{\max}^2 \cdot \mathrm{Var}(i_{\max})]. \tag{5.5.15}$$

Celles-ci décrites, sont les procédures que nous avons utilisées pour obtenir les estimateurs nécessaires à établir la carte de taux d'extinction du banc PERSEE.

Tableau 5.2 – Liste des longueurs d'onde des canaux spectraux dispersés sur le détecteur de la caméra infrarouge du banc PERSEE.

Nom	λ	Nom	λ	Nom	λ
K_0	1.65 μm	K_3	1.95 μm	K_6	2.25 μm
K_1	1.75 μm	K_4	2.05 μm	K_7	2.35 μm
K_2	1.85 μm	K_5	2.15 μm	K_8	2.45 μm

5.5.1 L'analyse des données

Le détail des données collectées durant la campagne de mesure sur le banc PERSEE est présenté en An. C.1.

Nous décidons de focaliser notre attention sur les séries de mesures prises entre le 29 et le 30 mai 2013, et appelée *balayage par quadrants*. Dans ce cas, le champ hors axe est partagé en quatre quadrants que nous scannons séparément avec des mesures indépendantes. De cette façon, l'échantillonnage du champ est quatre fois supérieur par rapport à un balayage simple. Une autre raison de ce choix est que, dans le cas de ces séries de mesures, et à différence des autres fois, nous avons aussi pensé à mesurer la photométrie en lançant les fichiers de commande.

La Fig. 5.20 montre les commandes d'OPD et tip-tilt envoyées aux miroirs M6 pour scanner le champ hors axe pour chaque quadrant.

Le Tab. 5.2 présente la liste des longueurs d'onde des signaux mesurés par la caméra IR.

Nous présentons ici deux exemples de carte de taux d'extinction avec associé, les cartes d'erreur et de covariance pour chaque longueur d'onde. La Fig. 5.21 montrent les cartes du taux d'extinction réalisées à partir des séries de données avec tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. La Fig. 5.23 montrent les cartes du taux d'extinction réalisées à partir des séries de données avec tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

À partir des mesures de nulling, il a été possible aussi d'extraire les cartes de covariance spectrale. La Fig. 5.22 et la Fig. 5.24 montrent les cartes du taux d'extinction réalisées à partir des séries de données respectivement avec ($Tilt_{\max} = 24$, $OPD_{\max} = 3.5$ μm), et ($Tilt_{\max} = 36$, $OPD_{\max} = 3.5$ μm).

La Fig. 5.25 montre le taux d'extinction en function de la position et du canal spectral. La visualisation en échelle logarithmique permet de mieux estimer la valeur des minima locaux. Le taux de nulling que nous avons mesuré varie entre $5 \times 10^{-4} \div 5 \times 10^{-3}$.

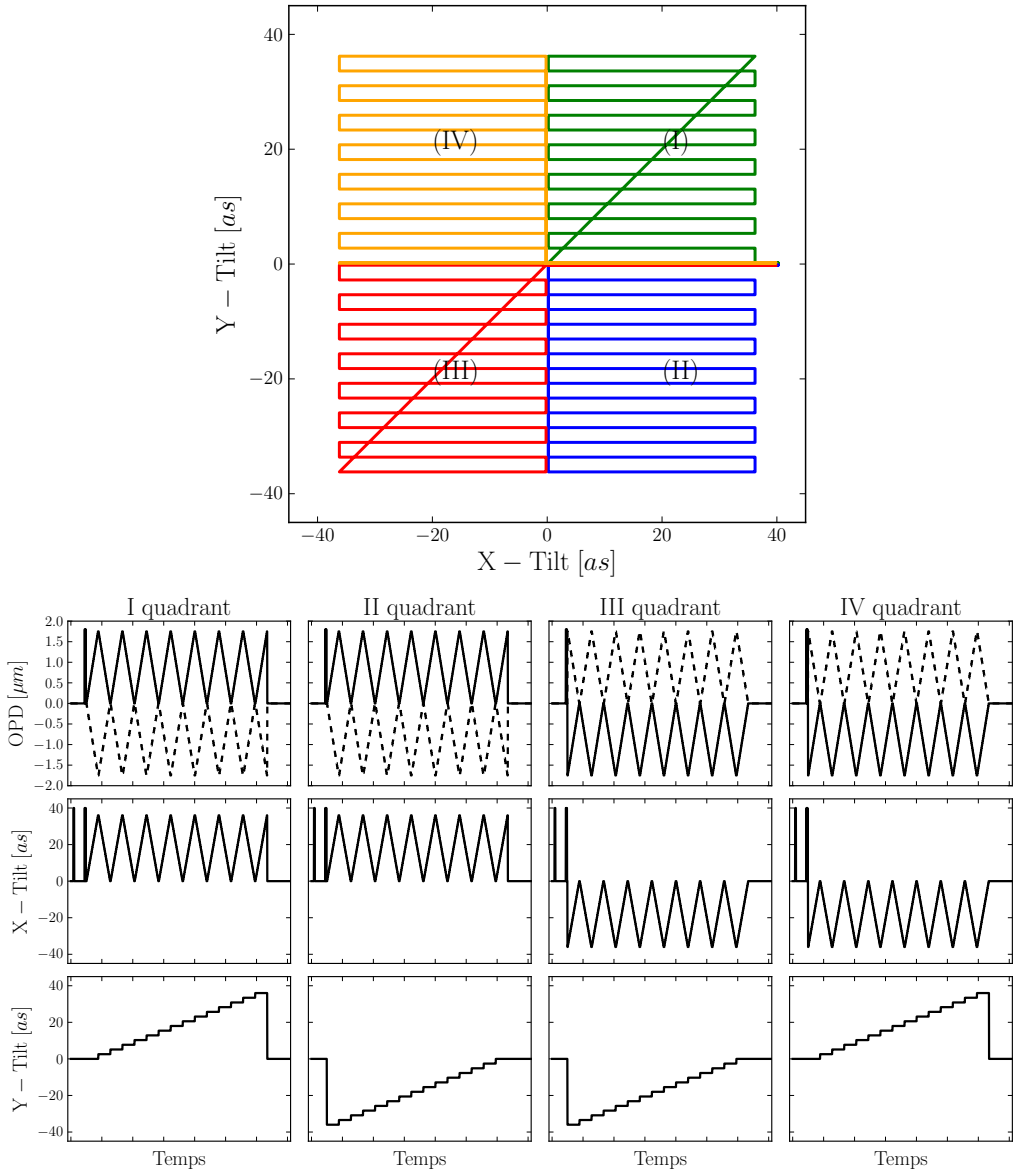


Figure 5.20 – Commandes d'OPD et tip-tilt envoyées aux miroirs M6 pour scanner le champ hors axe pour chaque quadrant dans le cas des mesures avec OPD maximal égal 3.5 μm et un tip-tilt maximal égal à 36 as. En haut, la projection des commande sur le plan du ciel.

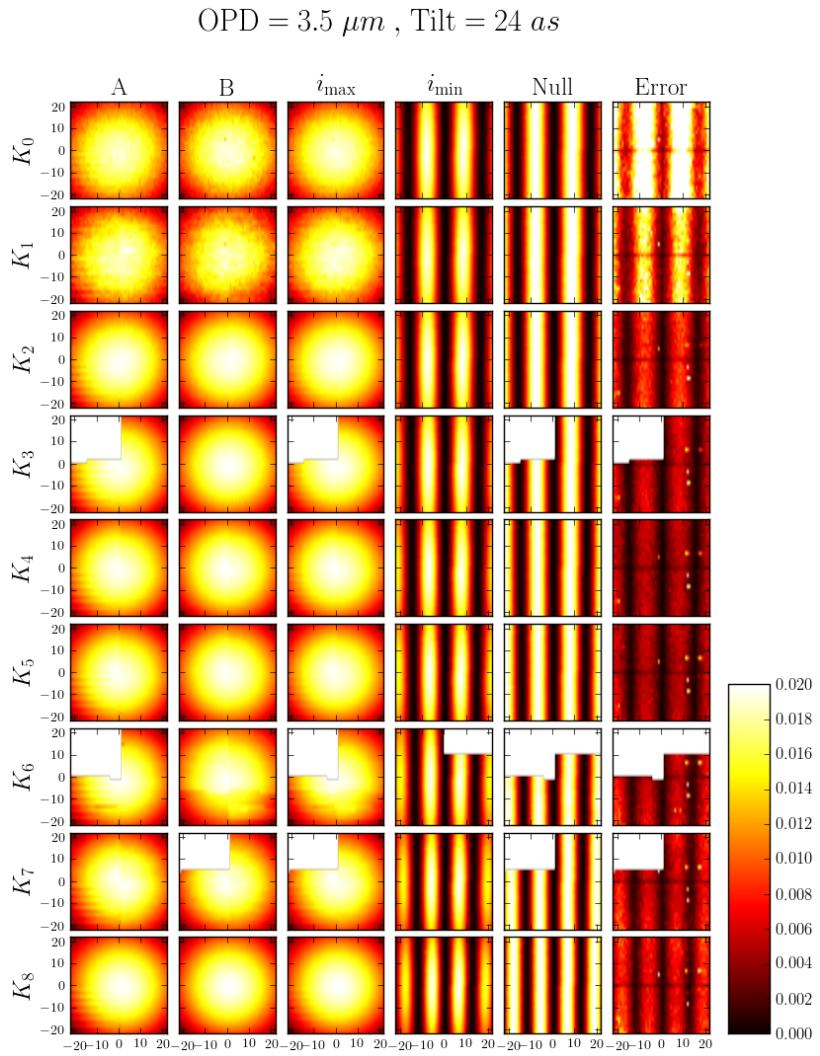


FIGURE 5.21 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

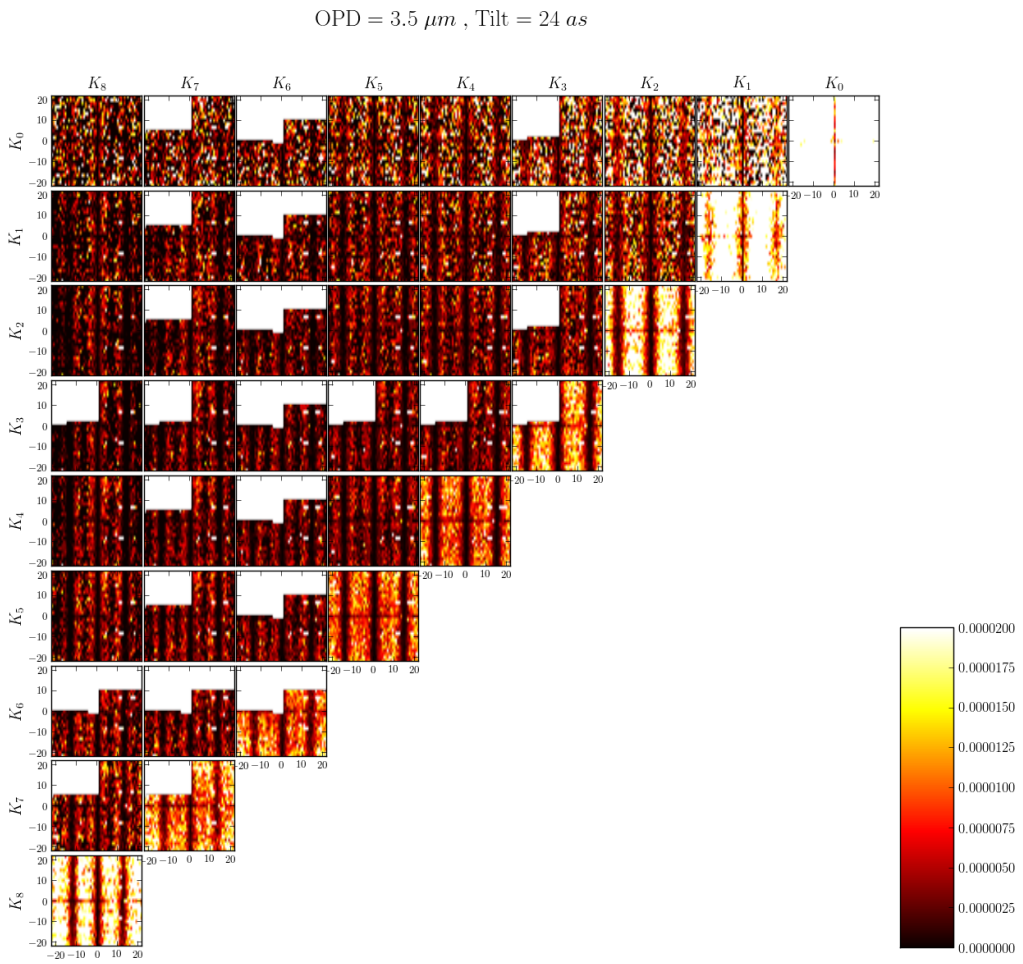


FIGURE 5.22 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

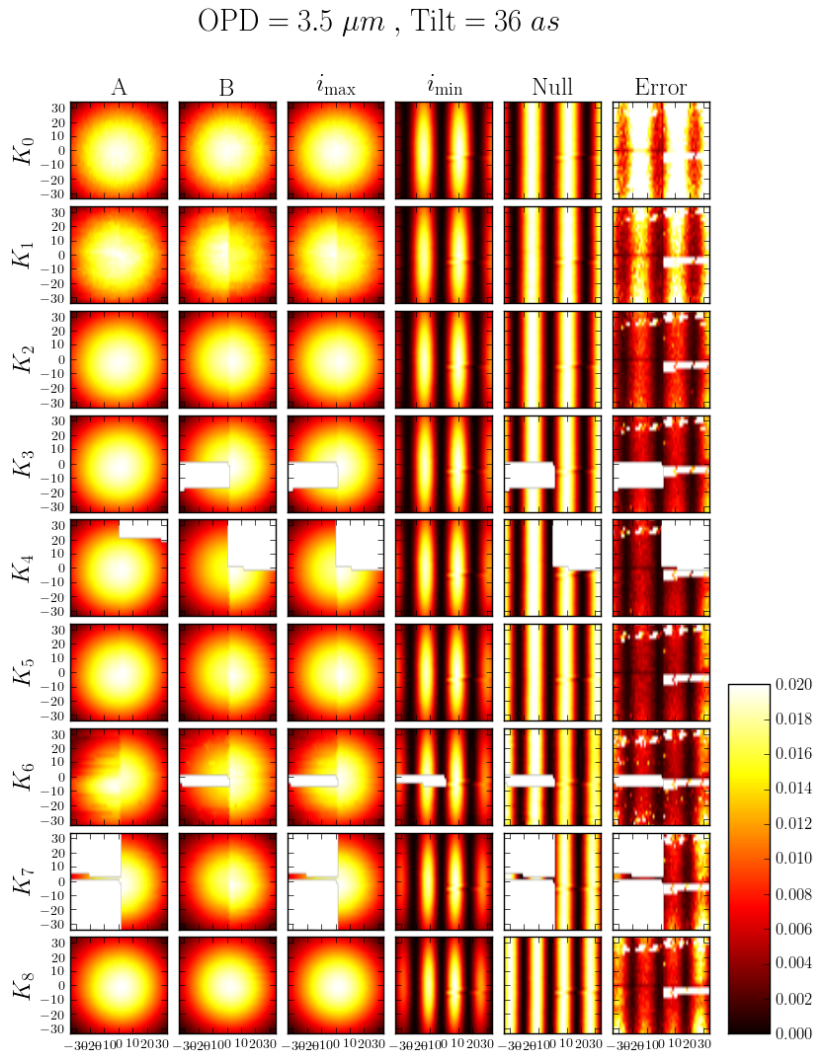


FIGURE 5.23 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

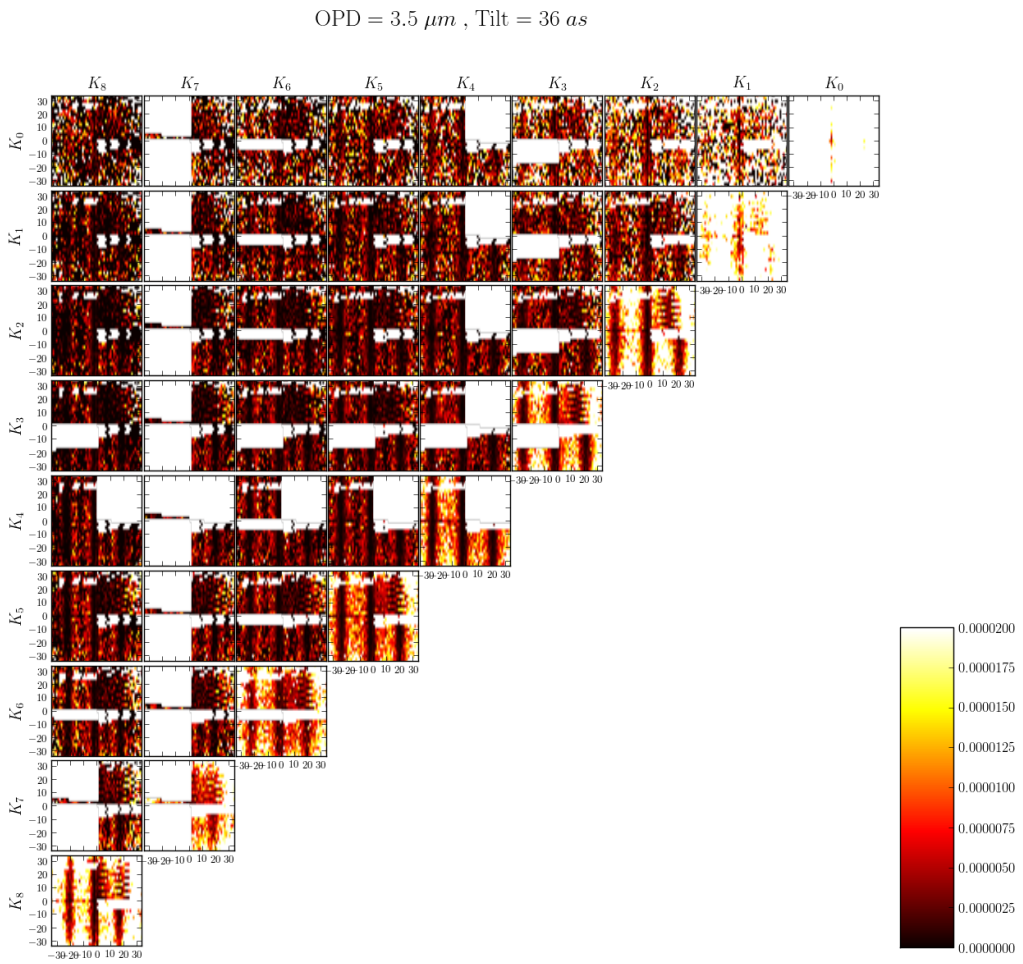


FIGURE 5.24 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

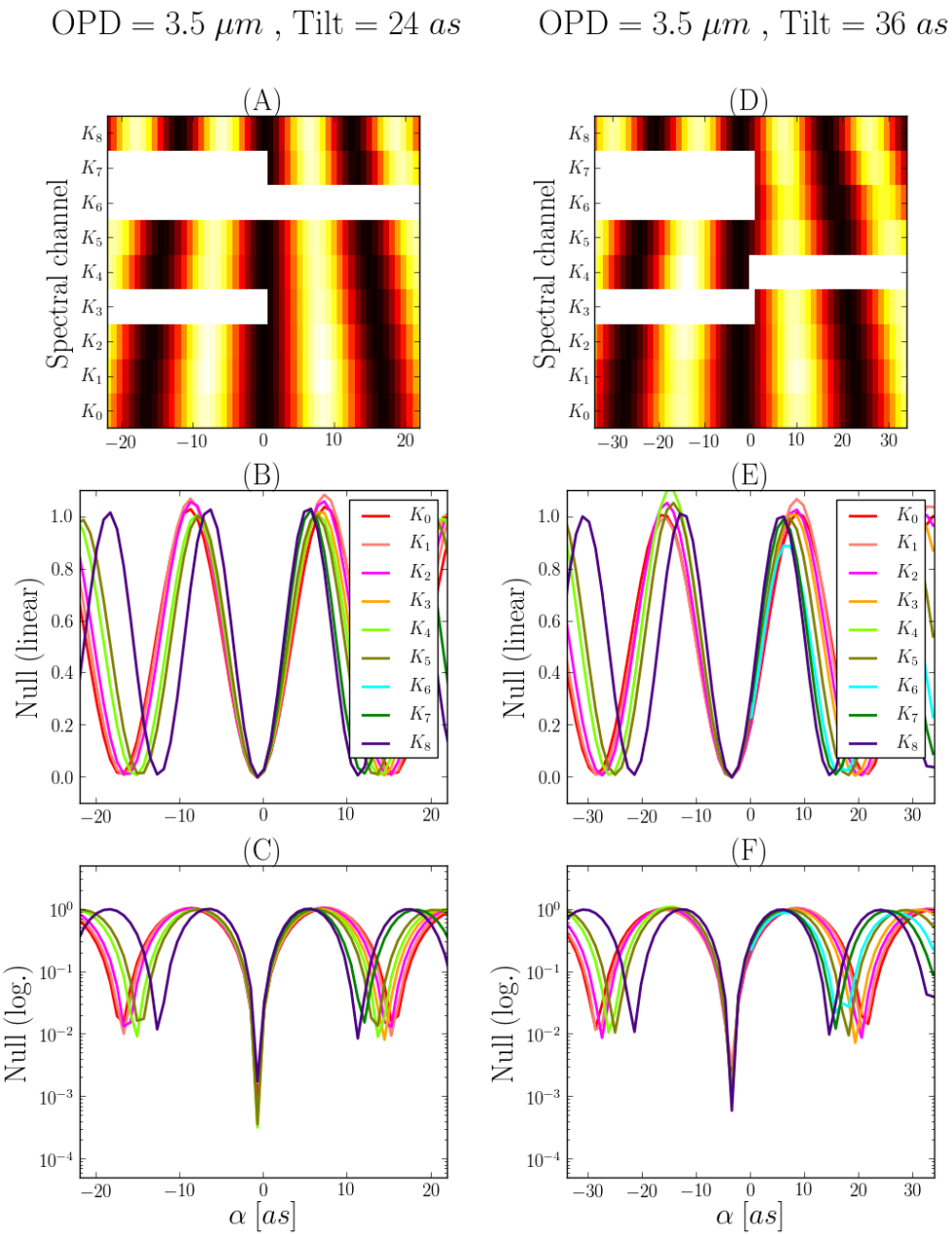


Figure 5.25 – Mesure du taux d'extinction en fonction de la position et du canal spectral.

La communication sur le travail PERSEE

Le travail ici présenté a fait l'objet d'une communication écrite et de la présentation d'un poster lors de la conférence organisée à l'OHP en octobre 2014. La communication est intitulé : *Off-axis nulling transfer function measurement : a first assessment* (Dalla Vedova et al., 2014a). L'intégralité de la publication est reporté en An. D.3.

5.6 Le récapitulatif

Ce chapitre est dédié au travail fait sur le banc PERSEE. Après avoir remis le banc optique en état de fonctionnement, nous avons réalisé une série de mesures finalisées à estimer une carte de taux de nulling simulant le déplacement d'une source dans le champ. Les mesures effectuées nous permettent de réaliser des cartes de covariance spectrale.

Ce travail a fait l'objet d'une communication à la conférence OHP en 2014.

Chapitre 6

Méthodes de reconstruction d'image

6.1 Comment qualifier une image 112
6.1.1 Artefacts de reconstruction 112
6.1.2 Le problème de la qualification de l'image 113
6.2 L'approche Monte Carlo 114
6.2.1 La méthode pour régler l'hyper-paramètre 114
6.2.2 La méthode BFMC 116
6.3 La méthode LFF 117
6.4 La combinaison des méthodes BFMC et LFF . . 119
6.4.1 Le modèle de l'objet 119
6.4.2 Le processus de reconstruction 122
6.4.3 La taille des images reconstruites 126
6.5 La méthode d'auto-calibration 127
6.5.1 L'auto-calibration dans la reconstruction d'image 129
6.6 La reconstruction polychromatique 130

La reconstruction d'image à partir de données interférométriques demeure une discipline où chaque scientifique doit adapter ses propres méthodes en fonction du cas spécifique sur lequel il travaille. Il n'existe pas une seule façon de faire. Grâce aux instruments à haute résolution spectrale telle que AMBER, et bientôt MATISSE et GRAVITY, l'imagerie polychromatique ressent un élan considérable. La nécessité d'adapter et développer de nouveaux algorithmes qui exploitent totalement l'information spectrale est une priorité.

Dans ce chapitre, nous présentons et discutons une série de méthodes qui ont pour but d'améliorer ou de rendre plus fiables les procédures de reconstruction d'image en monochromatique et en polychromatique. La Sec. 6.1 introduit la question fondamentale de la qualification d'une image reconstruite par rapport à un scénario astrophysique donné. Les Sec. 6.2 et Sec. 6.3

exposent une série de méthodes qui peuvent être appliquées dans le cas monochromatique et dans le cas polychromatique. Un exemple d'application et de comparaison de ces techniques est présenté en Sec. 6.4. La Sec. 6.5 présente la méthode de l'auto-calibration des donnés à partir des observables différentielles pour restaurer l'information de la phase sur la bande spectrale des observations. La Sec. 6.6 présente une classification des méthodes polychromatiques de reconstruction d'image.

6.1 Comment qualifier une image

La reconstruction d'image à partir des données interférométriques est une discipline complexe. En interférométrie Optique il n'y a pas de méthode générale pour s'assurer de la validité des images reconstruites. Cela est dû principalement au faible nombre de télescopes utilisés dans les interféromètres optiques comparé au nombre de télescopes utilisés dans le domaine radio (le VLTI a 4 télescopes, CHARA en a 6, et ALMA en a 60). On ne sait pas mettre de barres d'erreurs sur les images reconstruites et toutes les structures fines doivent être soumises à des tests spécifiques pour valider leur existence. Dans ce contexte, l'ajustement de modèle devient un outil très important pour aider dans l'interprétation des données et de l'image reconstruite. La validation des structures qui apparaissent dans l'image demande de nombreux allers-retours entre le modèle de l'objet et l'image reconstruite. Souvent, une modélisation partielle de la source est aussi une partie importante du processus de reconstruction lui-même. Ce travail demande de l'expérience, du bon sens et le respect de quelques règles générales, dont un regard critique et lucide sur les informations astrophysiques à analyser.

6.1.1 Artefacts de reconstruction

Les artefacts de reconstruction sont des structures qui peuvent apparaitre dans l'image reconstruite et qui sont issues du processus de reconstruction d'image lui-même, ceux-ci n'ayant pas une contrepartie réelle sur l'objet observé. Une des origines des artefacts peut être trouvée dans une mauvaise couverture du plan (u, v). Si celui-ci n'est pas assez dense et homogène, il sera plus facile de voir apparaitre des artefacts dans les images reconstruites.

Nous pouvons distinguer deux types d'*artefacts de reconstruction* :

- **Artefacts aléatoires**, qui varient à chaque reconstruction. Nous pouvons réduire la présence de cette catégorie d'artefact en appliquant des méthodes statistiques.
- **Artefacts systématiques**, structures qui ne varient pas beaucoup,

ce qui les rendent très difficiles à identifier et éliminer. Dans ce cas, aucune technique statistiques permet de les identifier. Une partie des artefacts systématiques ont leur origine dans une mauvaise couverture (u, v). L'analyse de la *dirty map* peut aider à identifier ces artefacts.

6.1.2 Le problème de la qualification de l'image

Les critères à prendre en considération pour régler le grand nombre de paramètres qui interviennent dans le problème inverse, font que chaque scientifique adopte des techniques et des méthodes différentes pour atteindre ses objectifs. Bien que dirigés par des considérations logiques et de "bon sens", plusieurs approximations et choix arbitraires sont nécessaires afin d'arriver à obtenir des images reconstruites. C'est pour cette raison que, souvent, lors de rencontres scientifiques et pendant des moments de convivialités, les experts du secteur parlent entre eux de "cuisine" et de "recettes" de reconstruction d'images. Ceci ne doit pas être interprété comme un manque de rigueur, mais plutôt, comme le reflet d'un problème sous-jacent et très important, qu'à ce jour, n'a pas encore de véritable solution.

En l'état des connaissances actuelles, il n'y a pas de méthode formelle pour mesurer la qualité et la vraisemblance d'une reconstruction d'image qui représente un scénario astrophysique. Certes, il est possible de mesurer l'accord entre le modèle et les données interférométriques avec des estimateurs comme χ^2 ou autres, mais il n'est pas possible de dire si l'image reconstruite représente correctement ou pas l'objet observé. Les méthodes convergent généralement vers un minimum de la fonction de coût mais nous ne pouvons jamais être certain que celui-ci n'est pas un minimum local, même si la plupart de ces moteurs de descente comporte des mécanismes pour essayer de sortir des minima locaux. Une image reconstruite représente une des possibles solutions au problème inverse. Pour chaque reconstruction nous avons deux incertitudes principales :

- **Est-ce une solution vraisemblable ?** Théoriquement, rien ne nous assure que l'image reconstruite soit réellement une représentation fidèle de l'objet observé.
- **Est-ce la solution affectée par des artefacts non négligeables ?** Il n'y a pas de moyen d'exclure complètement la présence de structures qui sont des artefacts de reconstruction.

Pendant ce travail de thèse, j'ai eu l'opportunité d'utiliser et de développer plusieurs approches utiles pour améliorer la qualité de la reconstruction d'image, en particulier avec le travail à partir des données PIONIER d'Achernar (voir Chap. 7) et sur les données AMBER d'η Car (voir le Chap. 8).

6.2 L'approche Monte Carlo

Une approche statistique au problème inverse nous donne des outils intéressant pour régler les paramètres de reconstruction et pour réduire la présence d'artefacts aléatoires.

6.2.1 La méthode pour régler l'hyper-paramètre

Dans le Chap. 3, nous avons vu le rôle de l'hyper-paramètre μ. Sa valeur doit être choisie lors de la reconstruction d'image. Celle-ci est une opération délicate car une valeur trop élevée, porterait à surestimer l'*a priori* choisi, forçant ainsi la reconstruction vers une solution préétablie. D'autre part, nous voulons aussi que l'*a priori*, qui est issu de considérations physiques sur l'objet observé, soit suffisamment pris en compte durant le processus de reconstruction. Il est donc nécessaire d'établir une façon de régler la valeur de μ.

Nous avons décidé d'aborder la question avec une approche statistique. Nous avons réalisé plusieurs séries de reconstruction d'images à partir des données interférométriques d'Achernar et d'η Car (Présentés dans le Chap. 7 et Chap. 8) en faisant varier l'hyper-paramètre.

Cette analyse nous a permis de mettre en évidence une relation statistique caractéristique entre la valeur de la fonction de coût χ^2 et l'hyper-paramètre μ. Une fois choisi un *a priori*, nous avons lancé une série de reconstructions avec une valeur de μ aléatoire. Il a été possible de remarquer qu'un certain nombre de reconstructions convergent vers des solutions vraisemblables avec des valeurs minimales de χ^2. Par contre, d'autres reconstructions ont tendance à décrocher, convergeant vers des solutions non réalistes et caractérisées par des valeurs de χ^2 très élevées.

La Fig. 6.1 illustre schématiquement le comportement décrit jusqu'ici. Les images reconstruites se distribuent principalement en deux groupes correspondants aux deux modes de la distribution. D'une part, la valeur de χ^2 minimale correspond à des images qui convergent vers une solution vraisemblable (voir images (A), (B) et (C) en Fig. 6.1). De l'autre part, la valeur de χ^2 maximale correspond à des images qui convergent vers une solution manifestement non vraisemblable (voir images (D) et (E) en Fig. 6.1). Pour chaque valeur de μ, le χ^2 des images reconstruites se distribue principalement autour de deux valeurs ; la première correspond à un minimum local, fonction de μ, et la deuxième à un maximum global, qui ne depend pas de μ. Chaque point représente une reconstruction différente. Les lignes noires représentent respectivement, en continu la valeur de χ^2 minimale, et en pointillés la valeur maximale de la distribution bimodale pour chaque μ. Les résultats bimodaux de l'analyse statistique illustrent un effet de bascule entre un régime qui respecte les données au mieux, puisqu'on converge vers

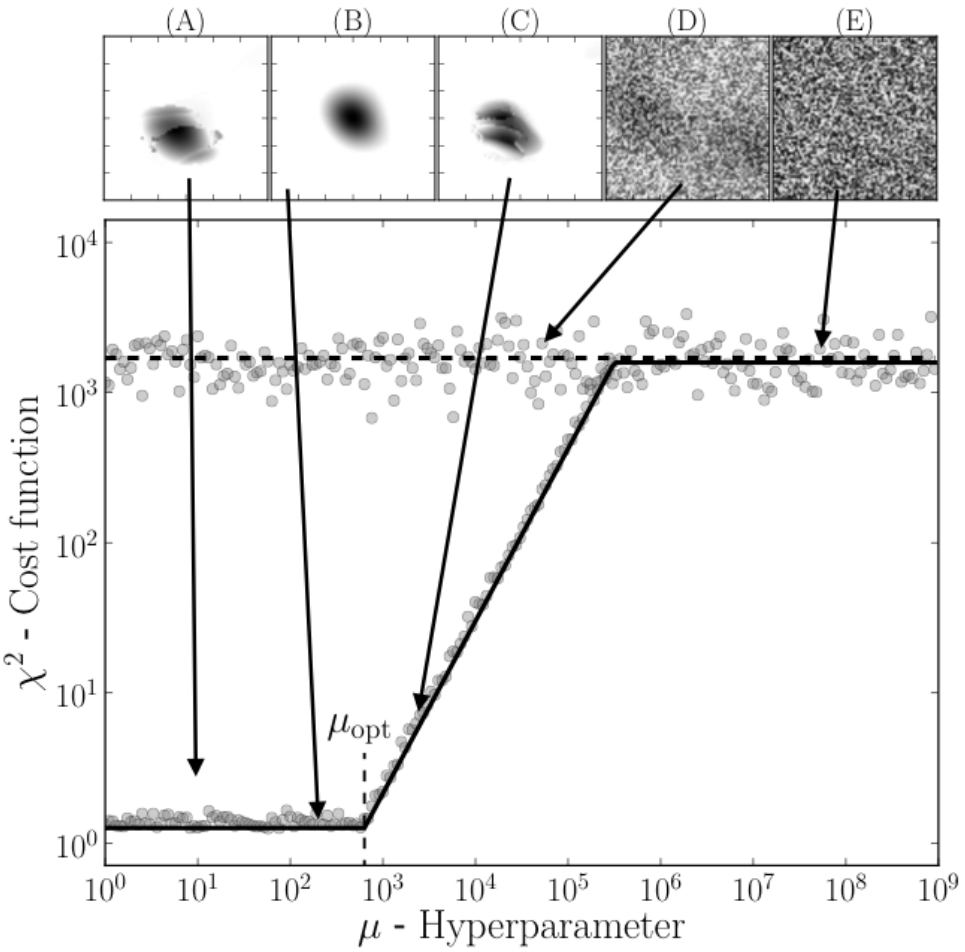


Figure 6.1 – Schéma explicatif de notre méthode de recherche de l'hyper-paramètre. Chaque point représente une reconstruction différente. La ligne en continu représente la valeur de χ^2 minimale, et la ligne pointillée la valeur maximale de la distribution bimodale pour chaque μ. La valeur de l'hyper-paramètre optimale μ_{opt} correspond à la plus grande valeur de μ que nous pouvons prendre afin d'avoir une reconstruction avec le plus petit χ^2 possible. Les panneaux en haut, présentent des exemples d'images reconstruites : (A), (B) et (C) sont des images qui convergent vers les valeurs minimales de χ^2, et (D) et (E) sont des images qui convergent vers la valeur maximale de χ^2.

un faible Chi2 et un régime où on force la proximité au prior. On choisit la valeur qui donne le plus de poids à l'*a priori*, sans décrocher en terme de distance aux données.

Cette distribution bimodale de la valeur de la fonction de cout χ^2 avait été remarquée par Renard et al. (2011). Or, cette distribution bimodale dépend de l'hyper-paramètre comme illustré par la Fig. 6.1. Il est possible de remarquer que la valeur de χ^2 minimale, à partir d'une certaine valeur de μ commence à augmenter jusqu'à atteindre un palier qui correspond au χ^2 maximal.

La valeur de l'hyper-paramètre optimal μ_{opt} est celle où commence la montée, c'est-à-dire, correspondant à des images vraisemblables et une valeur maximale de μ.

La technique que nous avons ici exposée a aussi été proposé par Kluska et al. (2014), qui l'a baptisé *L-curve*. Cette approche a été utilisée dans nos travaux de reconstruction d'image du rotateur rapide Achernar publié en décembre 2014 (Domiciano de Souza et al., 2014) et dans la lettre soumise et accepté en février 2016, et que nous sommes actuellement en train de corriger (Les détails de ces travaux sont présenté dans le Chap. 7).

6.2.2 La méthode BFMC

La méthode *Brute-Force Monte Carlo* (BFMC) a été proposé par Millour et al. (2012) et consiste à réaliser une série d'images, sélectionner les meilleures pour enfin en extraire une moyenne qui sera retenue comme l'image de l'objet. Cette approche a l'avantage de réduire les fluctuations aléatoires entre les différentes images reconstruites.

Les étapes de cette méthode sont les suivantes :

- **Réaliser un ensemble de reconstruction** - Une fois choisi le type de régularisation, l'*a priori* et la valeur de l'hyper-paramètre, nous réalisons une série de reconstructions. Pour donner plus de généralité, nous pouvons choisir de faire varier les différents paramètres qui interviennent dans la reconstruction, comme le choix de la régularisation, la valeur de l'hyper-paramètres, la taille et le type d'*apriori*, et le nombre d'itérations.
- **Sélection des images** - À partir de l'ensemble d'images reconstruites, il faut sélectionner un sous-ensemble d'images pour en faire une moyenne. Le critère que nous adoptons est celui de prendre toutes les images qui ont un χ^2 inférieur à un seuil fixé. Par exemple, nous pouvons retenir les images qui ont $\chi^2 \leq 2 \cdot \chi^2_{\text{min}}$, où χ^2_{min} est la valeur minimale de la fonction de coût sur l'ensemble des reconstructions réalisées.
- **Centrage des images** - En absence de l'information de phase, le processus de reconstruction d'image est invariant par translation, c'est

pourquoi il est nécessaire de recentrer l'ensemble des images afin de pouvoir les comparer. La méthode de recentrage doit être choisi en fonction des caractéristiques globales des images reconstruites.

– **Fusion des images** - Une fois centré toutes les images retenues, nous pouvons extraire une image moyennée.

L'opération du recentrage des images est une étape délicate qui doit être évalué en fonction des caractéristiques de l'objet considéré. Dans le cas spécifique d'un objet compact, le centrage peut être fait à partir des photocentres des images. Afin de réduire la contribution des régions aux bords des images, il est utile de masquer chaque image avec un disque uniforme, ou une gaussienne, centrée sur le pixel plus brillant. De cette façon, le photocentre de chaque image est calculé réellement à partir des régions centrales et plus brillantes des images, négligeant la contribution des régions externes plus affectées par les fluctuations statistiques et les artefacts de reconstruction. Cette méthode de centrage, que nous pouvons baptiser *centrage par photocentre de l'image masquée*, a été utilisé dans les travaux présentés dans le Chap. 7 et le Chap. 8.

L'opération de moyenne statistique peut être effectuée de différentes façons en fonction des spécificités des images reconstruites : image moyenne arithmétique, image moyenne pondérée, image médiane. Dans le cas de la médiane, les artefacts aléatoires seront fortement réduits par rapport à une moyenne arithmétique simple. Cela est dû au fait que la médiane donne plus de poid aux valeurs stables et nombreuses par rapport aux fluctuations plus fortes et occasionnelles. La moyenne pondérée en prenant comme poids la réciproque de la fonction de coût $1/\chi^2$ est une option possible même si formellement le χ^2 associé à l'image ne nous renseigne pas sur la variance spécifique pour chaque pixel.

La Fig. 6.2 présente un exemple d'images reconstruites en utilisant l'approche BFMC. À partir de données artificielles issues d'un modèle d'objet compact, nous avons reconstruit l'image de l'objet avec le logiciel MiRA et la technique BFMC. Clairement, on peut remarquer que les images reconstruites ne sont pas centrées entre elles, et que la qualité des images varie en fonction de la valeur de χ^2. Chaque reconstruction avait une image de départ aléatoire.

6.3 La méthode LFF

Là où les lobes secondaires de la visibilité contiennent l'information plus spécifique aux structures fines et les détails de la carte de brillance de l'objet, les basses fréquences spatiales nous renseignent en particulier sur la forme et sur la taille globale de l'objet. Si nous étions capables d'augmenter artificiellement l'information contenue dans les basses fréquences, les algorithmes

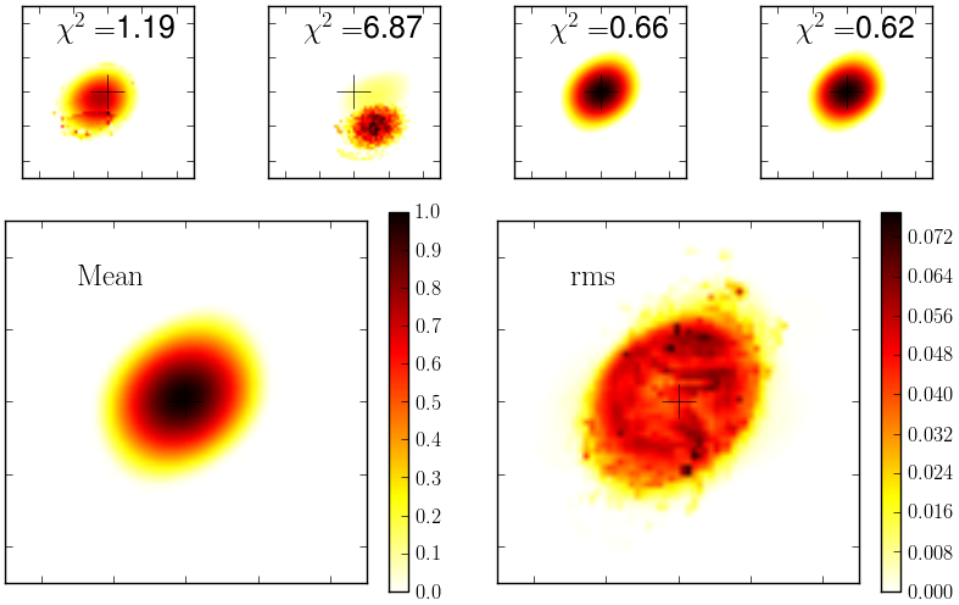


FIGURE 6.2 – Exemple d'images reconstruites en utilisant l'approche BFMC. En haut, 4 images parmi l'ensemble des 500 images reconstruites, et en bas, l'image moyenne (moyenne arithmétique) et la carte d'erreur associée.

de reconstruction d'image seraient plus efficaces sur la reconstruction des structures fines à partir des données disponibles.

L'idée de remplir artificiellement les basses fréquences pour améliorer la reconstruction d'image est à la base de la méthode *Low Frequency Filling* (LFF) proposé par Millour et al. (2012). Par ailleurs, un meilleur modèle d'une partie de la source, et d'une partie des fréquences spatiales, est une étape clef des méthodes d'*auto-calibration* dont nous parlons dans la Sec. 6.5.

Comme nous l'avons vu dans la Sec. 2.7.8, à partir du théorème de Zernike van-Cittert, il est directement possible de démontrer que la visibilité $|V(\vec{u})|$, pour un objet non résolu, est proportionnel au carré de la fréquence spatiale $\vec{u}$ (voir Eq. 2.7.19)

$$\lim_{\vec{u}\to 0} |V(\vec{u})| = 1 - \alpha \cdot \vec{u}^2, \tag{6.3.1}$$

ce qui nous donne un critère pour créer les données artificielles à basse fréquence spatiale.

Les étapes de la méthode LFF sont les suivantes :

– **Sélection des données aux basses fréquences spatiales** : En fonction des données disponibles, il est tout d'abord nécessaire de sélectionner les données aux basses fréquences qui appartiennent au premier lobe de visibilité. Les données sont sélectionnées suivant plusieurs conditions : (1) Les données doivent avoir des basses fréquences spatiales, c'est-à-dire, inférieures à une fréquence maximale $|u| < u_{\max}$.

Cette fréquence maximale est choisie de façon à assurer que les données soient bien dans le premier lobe de visibilité. (2) Les données doivent avoir une visibilité supérieure à une visibilité minimale $V > V_{\min}$. Nous choisisons de prendre les visibilités plus grandes de 0.5. (3) Nous fixons un nombre minimum $n_{\min} = 3$ des données à sélectionner de façon à pouvoir ajuster le paramètre de la courbe quadratique α. Si les deux premiers critères ne sont pas satisfaits, nous sélectionnons les trois premiers points avec la fréquence spatiale plus basse.

– **Détermination du paramètre** α : À partir des données choisies, nous calculons le paramètre α

$$\alpha = \left\langle \frac{1 - |V_i|}{|\vec{u_i}|^2} \right\rangle_i, \tag{6.3.2}$$

où l'indice i indique la mesure sélectionnée.

– **Création de données artificielles** : Nous choisissons de façon aléatoire des valeurs de $\vec{u}$ allant de 0 à la plus petite fréquence spatiale des données disponibles et, suivant l'Eq. 6.3.1 nous créons un nouvel ensemble de données.

– **Reconstruction d'images** : Nous reconstruisons une image de l'objet en utilisant ensemble les deux séries de données, réelles et artificielles.

La Fig. 6.3 illustre la méthode LFF à l'aide d'un schéma explicatif.

6.4 La combinaison des méthodes BFMC et LFF

Dans cette section, nous présentons une série de reconstructions d'images en guise d'exemple de l'utilisation des méthodes BFMC et LFF.

6.4.1 Le modèle de l'objet

À partir d'un modèle de carte de brillance d'une étoile nous avons généré des données artificielles bruitées. Le modèle utilisé a été developpé par Domiciano de Souza et al. (2014), et représente l'étoile en rotation rapide Achernar. Ce même modèle est utilisé aussi dans les travaux présentés dans le Chap. 7. Nous avons créé six séries de données artificielles en considérant une même couverture (u, v) mais un objet de taille différent, ayant un diamètre équatorial ,respectivement, de 2, 4, 6, 8, 16 et 32 mas.

La Fig. 6.4, montre le modèle que nous avons considéré et la couverture (u, v) des observations simulées. Le modèle est un disque aplati avec un rapport entre l'axe polaire et l'axe équatorial égal à 0.7.

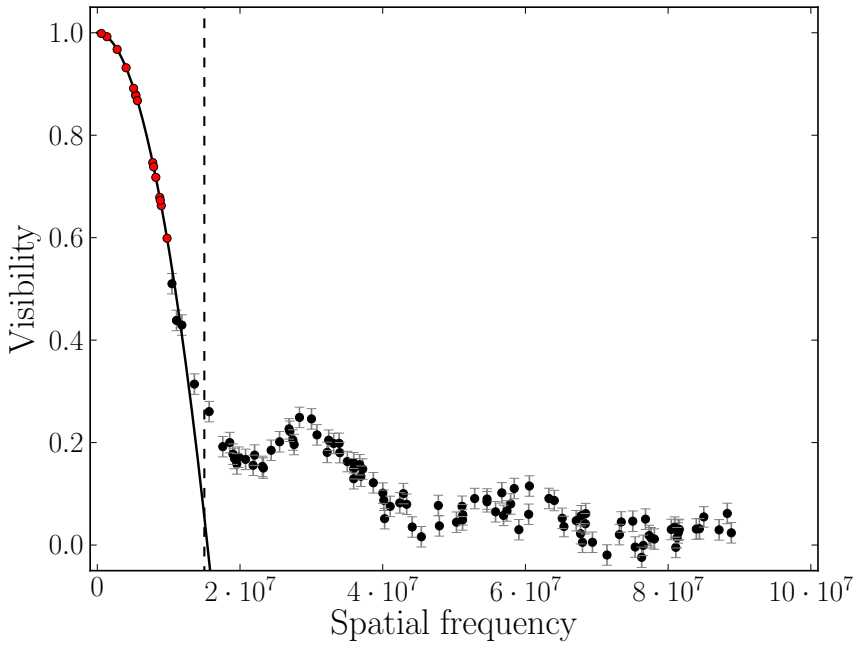


FIGURE 6.3 – Schéma explicatif de la méthode LFF. Visibilité en fonction de la fréquence spatiale de données issues d'une simulation (points noirs). Les points rouges représentent les données artificielles créées à partir de l'interpolation (ligne noire en continu) des données aux basses fréquences. La limite des basses fréquences est indiquée avec la ligne verticale pointillée.

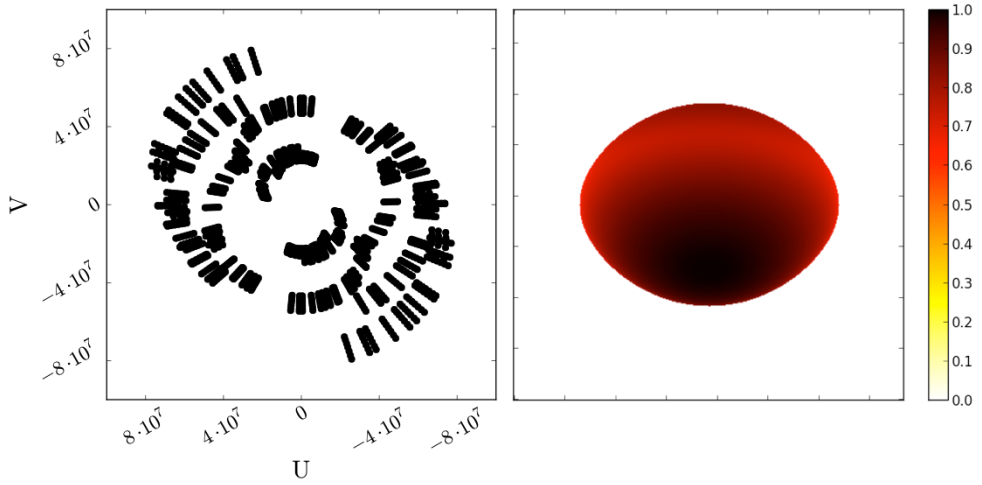


FIGURE 6.4 – À gauche, la couverture (u, v) des données simulées. À droite, le modèle utilisé pour produire les fichiers des données artificielles. La dynamique de l'image est normalisé à 1. Le modèle est allongé et a un rapport de 0.7 entre les deux axes, polaire et équatorial.

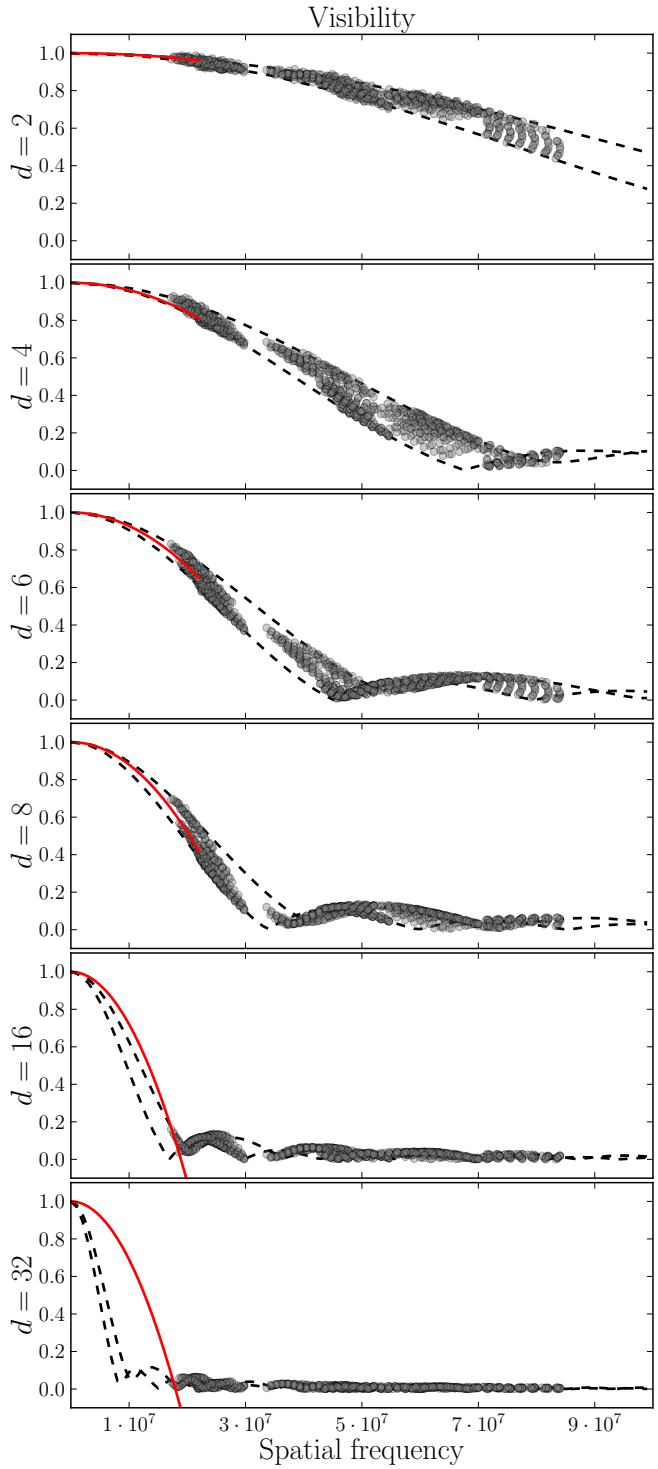


Figure 6.5 – Visibilité en fonction de la fréquence spatiale dans les six cas considérés. Du haut vers le bas : $d = 2$, 4, 6, 8, 16 et 32 mas où d est la taille du diamètre équatorial du modèle. Les points gris représentent les données artificielles produites à partir du modèle. Les traits noirs pointillés sont les courbes de visibilité calculées sur l'axe polaire et sur l'axe équatorial du modèle. La ligne rouge représente la courbe quadratique à partir de laquelle sont créés les données LFF.

Les visibilités artificielles extraites du modèle et de la couverture (u, v) considéré, sont présentées en Fig. 6.5. La figure présente la visibilité en fonction du module de la fréquence spatiale pour les six cas considérés. Les bruits sur les données ont été fixé à 1%.

Il est important de remarquer que les deux derniers cas, 16 et 32 mas, sont extrêmes et ne permettent pas l'exploitation de la technique LFF. Dans ces deux cas, le premier lobe de la fonction de visibilité n'est pas mesuré, ce qui rend défaillante toute tentative d'ajustement des données à basse fréquence. L'interpolation avec la fonction quadratique décrivant la fonction de visibilité aux courtes bases se fait à partir des données mesurées sur le premier lobe. Si nous ne disposons pas de mesures sur le premier lobe, nous ne serons pas capables de reconstruire la fonction de visibilité aux courtes bases.

Le cas 16 mas est très critique car les données disponibles échantillonnent la fonction de visibilité seulement à partir du deuxième lobe. Dans le cas 32 mas, aucune information sur le premier et sur le deuxième lobe de visibilité n'est disponible. Les courbes rouges, qui indiquent l'ajustement quadratique de la fonction de visibilité, montrent clairement un fort décalage par rapport aux fonctions de visibilité du modèle dans les cas de 16 et, encore plus, de 32 mas. Puisque dans les cas 16 et 32 mas, le premier lobe des données LFF est plus large que le lobe théorique, l'image reconstruite en utilisant LFF aura une taille sous-estimée.

6.4.2 Le processus de reconstruction

À partir des différentes séries de données artificielles et des données LFF, nous avons réalisé, pour chaque cas considéré, des séries de 500 reconstructions d'images en utilisant, ou pas, les techniques BFMC et LFF précédemment présenté. Dans un premier cas, nous utilisons seulement les données artificielles produites à partir du modèle et de la couverture (u, v). Dans un deuxième cas, nous utilisons les données artificielles et les données LFF ensemble.

Dans cet exemple, nous nous focalisons sur les techniques BFMC et LFF, c'est pourquoi nous avons choisi de ne pas utiliser d'*a priori*, ce qui signifie que la valeur de l'hyperparamètre a été fixé à zéro, $\mu = 0$. Nous avons aussi choisi d'utiliser seulement les mesures de visibilité, négligeant toute autre observable, ceci afin de rendre homogène les données artificielles avec les données courtes bases LFF. Les images de départ sont générées de façon stochastique. La valeur de chaque pixel de chaque image de départ est issue d'un tirage aléatoire.

La résolution des observations est égale à 1.3 mas. Nous avons choisi une taille de pixel de 0.35 mas ce qui nous fait un rapport de super-résolution d'environ 4. Le nombre d'itérations dans le processus de reconstruction aussi

Tableau 6.1 – Paramètre des reconstructions d'images réalisées pour la comparaison des méthodes BFMC et LFF.

Paramètre	Valuer, Note
Hyper-paramètre μ	0 - aucun *a priori* retenu
Nombre d'itération	choisi de façon aléatoire entre 20 et 70
Image de départ	choisi de façon aléatoire
Nombre de données LFF	100
$\mathrm{FWHM_{eff}}$ des observations	1.3 mas
Taille du pixel	0.35 mas

est chaque fois choisi de façon aléatoire dans une plage de valeurs comprise entre 20 et 70. Le nombre de points des données à basse fréquence LFF est égal à 100.

À partir de chaque ensemble de données, données simple ou données plus LFF, nous restaurons une image seule, ou bien une image moyenne $\mathcal{I}_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x})$ sur un ensemble de 500 images reconstruites identifié par l'indice i. Afin d'avoir des images qui ont une résolution compatible avec celle des observations simulées, l'image seule et l'image moyenne sont convoluées par une gaussienne de la taille de FWHM= 1.6 mas. Cette gaussienne représente la PSF des observations. L'image moyenne produite avec la méthode BFMC $\mathcal{I}_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x})$ et la carte d'erreur associée $\sigma_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x})$ sont ainsi calculés

$$\mathcal{I}_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x}) = \frac{\sum_i^n \mathcal{I}_i(\vec{x})}{n} * \mathrm{PSF} \tag{6.4.1}$$

$$\sigma_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x}) = \sqrt{\frac{\sum_i^n |\mathcal{I}_i(\vec{x}) - \mathcal{I}_{\mathrm{BFMC}}(\vec{x})|^2}{n}}, \tag{6.4.2}$$

où n est le nombre d'images ayant un χ^2 qui satisfait la condition de sélection, $\chi_i^2 \leq 2\chi_{\mathrm{min}}^2$, où $\chi_{\mathrm{min}}^2 = \mathrm{min}_{\{i\}}\chi_i$.

La Fig. 6.6 et la Fig. 6.7 montrent les images reconstruites en utilisant les données artificielles seules, ou bien en combinant ensemble les données à courtes bases LFF pour le modèle avec différentes tailles (l'axe équatorial, respectivement de 2, 4, 6, 8, 16 et 32 mas).

À partir de la Fig. 6.6 et de la Fig. 6.7, nous pouvons remarquer que l'utilisation des données à courtes bases LFF permet de mieux contraindre la taille de l'objet, et réduit la dispersion du flux sur les bords de l'image reconstruite. Ceci est plus évident dans le cas de d=8 mas. En particulier, la carte d'erreur associée à l'image BFMC produite avec les données LFF montre que les fluctuations sont concentrées dans la région centrale, où se trouve la plupart du flux de l'image reconstruite avec BFMC. Dans ce cas, la contribution LFF est plus importante parce qu'elle améliore sensiblement l'échantillonnage du premier lobe de la fonction de visibilité ce qui fait que l'image reconstruite est plus compacte.

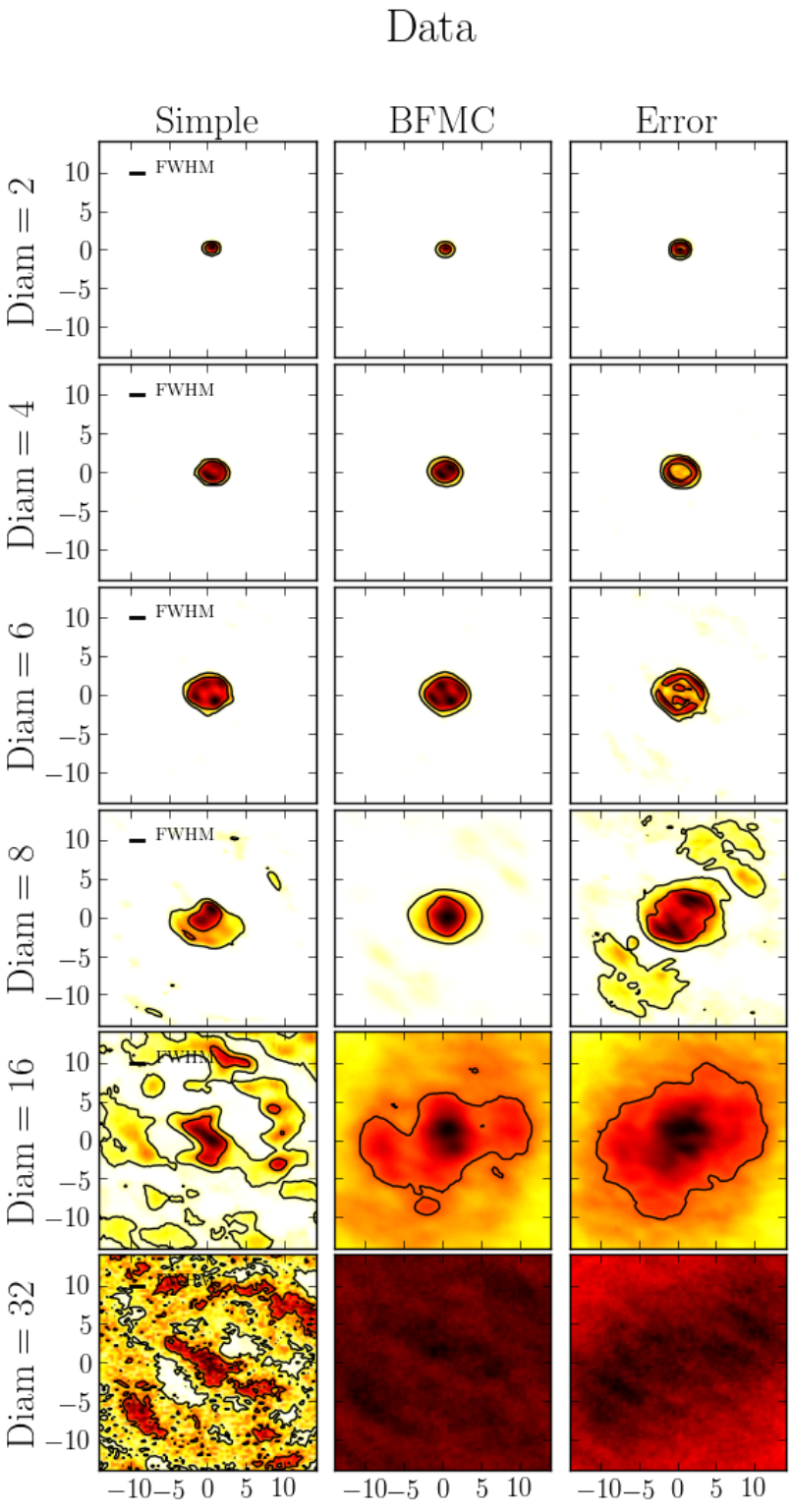


FIGURE 6.6 – Images reconstruite en utilisant BFMC à partir des données artificielles ; à gauche, une image reconstruite seule, au milieu, l'image BFMC, à droite, la carte de déviation standard associée à l'image BFMC. La dynamique des images est égale à 1. Aucune image n'est convoluée par la PSF des observations. Chaque ligne correspond au modèle avec une taille différente, respectivement de 2, 4, 6, 8, 16,et 32 mas.

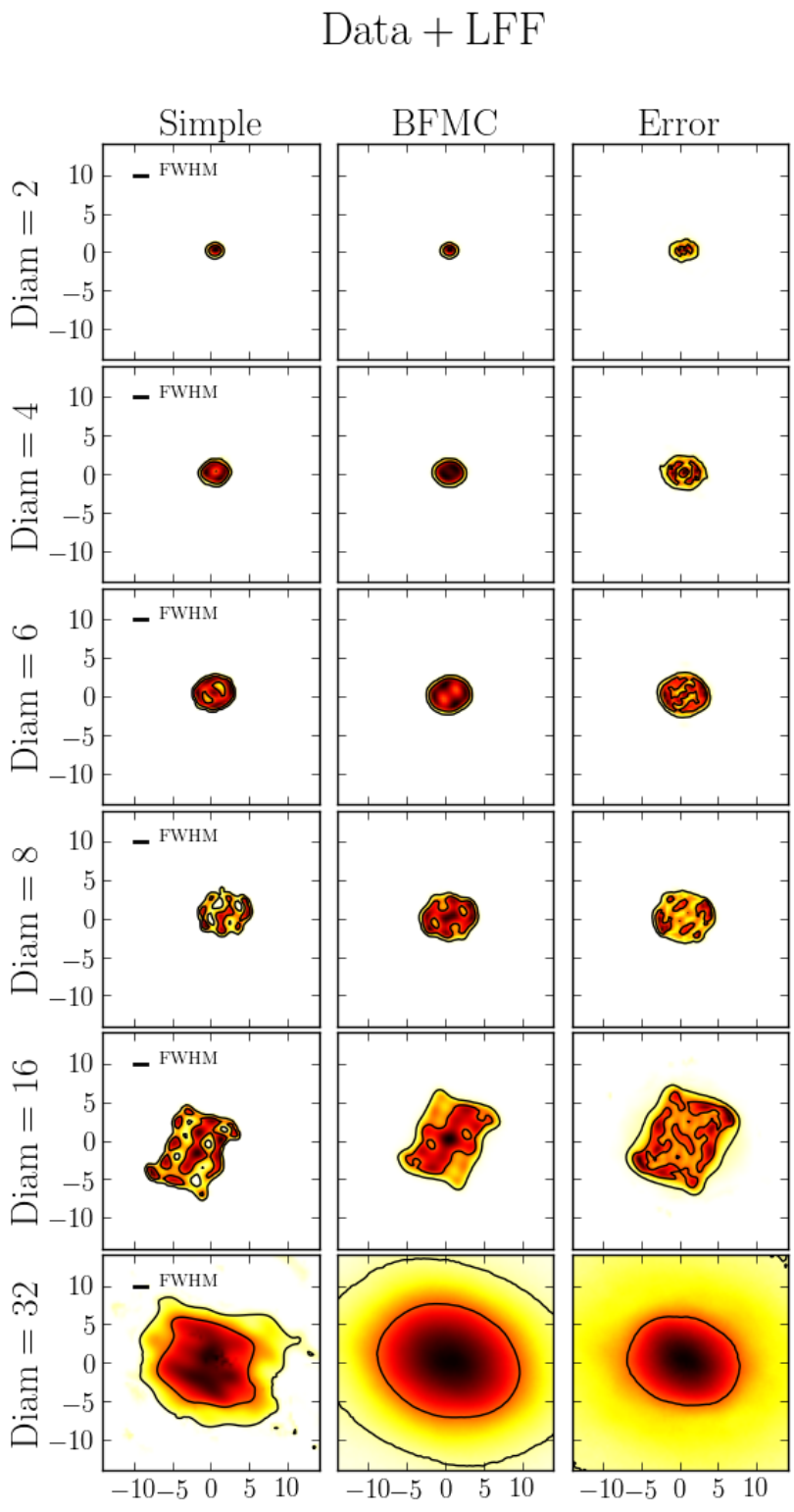


Figure 6.7 – Images reconstruite en utilisant BFMC à partir des données artificielles et des donnés courtes bases LFF ; à gauche, une image reconstruite seule, au milieu, l'image BFMC, à droite, la carte de déviation standard associée à l'image BFMC. La dynamique des images est égale à 1. Aucune image n'est convoluée par la PSF des observations. Chaque ligne correspond au modèle avec une taille différente, respectivement de 2, 4, 6, 8, 16,et 32 mas.

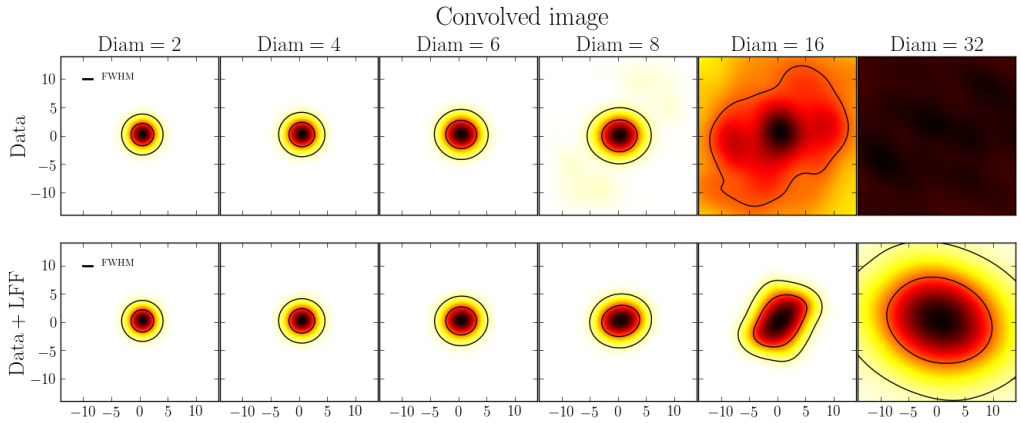


FIGURE 6.8 – Images produites avec la méthode BFMC et convoluées par la PSF des observations ($FWHM_{eff}$=1.6 mas). La dynamique des images est égale à 1. En haut, les images reconstruites à partir des données artificielles. En bas, les images reconstruites à partir des données artificielles plus les données LFF. De gauche à droite, les cas d=2, 4, 6, 8, 16, et 32 mas.

Le cas d=16 mas aussi est démonstratif du potentiel théorique de la méthode LFF. Dans ce cas spécifique, les données sur le premier lobe ne sont quasiment pas présentes. Les données LFF créés ne sont pas excellentes car elles ne s'ajustent pas correctement avec la fonction de visibilité du modèle. Néanmoins, celles-ci font que l'image reconstruite soit compacte, l'information de la taille de l'objet étant contenue principalement dans le premier lobe de la fonction de visibilité. Nous pouvons aussi remarquer que dans le cas d=16, l'image reconstruite est déformée en diamant allongé.

6.4.3 La taille des images reconstruites

La Fig. 6.8 montre les images produites avec la méthode BFMC convoluées par une gaussienne qui a la taille de la résolution effective des observations, FWHM=1.3 mas. La dynamique des images est égale à 1.

La Fig. 6.9 présente l'intégrale normalisée de l'image sur une région centrale circulaire en fonction du diamètre de cette même région. Nous calculons le flux dans une région définie par un disque circulaire en fonction de son diamètre. Le flux ainsi mesuré est normalisé par l'intégrale sur l'image complète.

La progression des images des cas 2, 4, 6, et 8 mas montre que, à fur et à mesure que l'objet est des plus en plus résolu, il est possible de contraindre sa forme spécifique telle que l'aplatissement et l'orientation. Par contre, dans le cas où la taille de l'objet est comparable à la taille de la PSF des observations il n'est pas possible d'extraire de l'image reconstruite des informations spécifiques sur la géométrie de l'objet.

L'exemple présenté montre qu'il est possible de contraindre la forme de

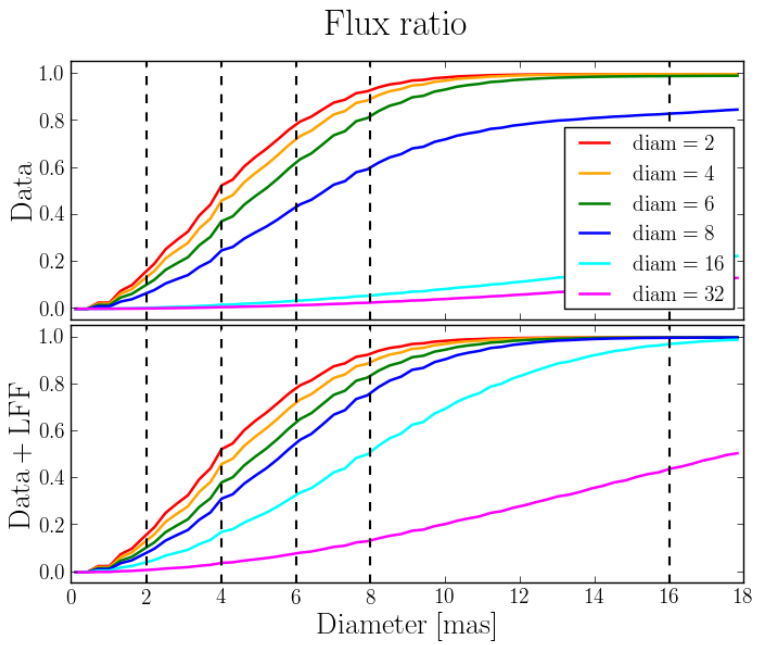


FIGURE 6.9 – Rapport de flux entre le flux calculé sur un disque central circulaire en fonction de son diamètre et le flux total de l'image. En haut, le rapport de flux des images produite à partir des données artificielles. En bas le rapport de flux calculé à partir des données artificielles plus les donnés LFF.

l'objet même sans disposer d'un grand nombre de points dans le premier lobe de visibilité. Même seulement quelque point proche du premier minimum est suffisant pour reconstruire des données artificielles à basse fréquence nous permettant ainsi de contraindre la taille et la forme de l'objet.

6.5 La méthode d'auto-calibration

Un problème récurrent de l'interférométrie de synthèse d'ouverture est que la phase est corrompue par des effets de transmission instrumentale et de perturbations atmosphériques. Dans le cas de l'interférométrie radio, Pearson & Readhead (1984) ont développé une méthode, appelé *auto-calibration*, ou *carte hybride*, qui consiste à reconstruire l'information de la phase à partir, d'une part des mesures disponibles, et de l'autre part, d'un modèle de l'objet amélioré par itérations successives.

S'inspirant de cette méthode, Millour et al. (2011) proposa une technique similaire pour l'optique infrarouge, mais capable de restaurer la phase à partir de mesures de phase différentielle. En même temps, cette technique permet aussi d'ajuster ou calibrer les mesures de visibilité. La technique, généralisé dans le cadre de l'interférométrie optique infrarouge, prend également le nom de *auto-calibration* et se partage en *auto-calibration de la phase* et *auto-calibration de la visibilité*.

La calibration des visibilités et des phases est obtenue, par itérations successives, à partir d'un modèle le plus fidèle possible de l'objet considéré. Nous pourrions voir la méthode de l'auto-calibration comme un mélange des informations contenues dans les mesures et des informations contenues dans le modèle, qui est amélioré à chaque itération.

Comme nous l'avons vu en Sec. 2.7.1, la *calibration* des mesures est une procédure nécessaire afin de pouvoir s'affranchir de ces termes de transmission atmosphérique et instrumentale. Une solution de ce problème pourrait être de disposer d'un modèle assez représentatif de l'objet nous permettant, d'une part, d'évaluer la visibilité et la phase dans un canal de référence λ_0, et de l'autre de caractériser la pente de la phase en fonction de $1/\lambda$. La connaissance de ces trois éléments nous permettrait de reconstruire l'information de la visibilité et de la phase de l'objet. Cette idée est à la base de la méthode de l'*auto-calibration* en spectro-interférométrie différentielle infrarouge.

Imaginons de disposer de données de visibilité et de phase différentielle issues d'une observation, $|V^{\rm int}_{i,j}(\lambda)|, \Delta\phi^{\rm int}_{i,j}(\lambda)$. Imaginons de disposer aussi d'un modèle assez précis de l'objet, nous permettant de calculer la visibilité et la phase, $|V^{\rm mod}_{i,j}(\lambda)|, \phi^{\rm mod}_{i,j}(\lambda)$. À partir de ces 4 observables, nous voulons créer un nouveau fichier de données qui contient les mesures de visibilité et phase calibrées $|V^{\rm sc}_{i,j}(\lambda)|, \phi^{\rm sc}_{i,j}(\lambda)$ sur la base du modèle. La méthode d'auto-calibration se base sur l'idée de restaurer l'information de la phase et de la visibilité en calibrant les données issues des observations spectro-interférométriques avec un modèle de l'objet. L'ensemble des visibilités et des phases restaurées pourront être utilisées dans le processus de reconstruction d'image.

L'auto-calibration de la visibilité

La visibilité calibrée sur le modèle se calcule ainsi

$$|V^{\rm sc}_{i,j}(\lambda)| = c^{\rm sc}_{i,j} \cdot |V^{\rm int}_{i,j}(\lambda)| \tag{6.5.1}$$

$$c^{\rm sc}_{i,j} = \frac{|V^{\rm mod}_{i,j}(\lambda_0)|}{|V^{\rm int}_{i,j}(\lambda_0)|}, \tag{6.5.2}$$

où λ_0 est le canal de référence.

L'auto-calibration de la phase

La phase calibrée sur le modèle se calcule ainsi

$$\phi^{\rm sc}_{i,j}(\lambda) = \Delta\phi^{\rm int}_{i,j}(\lambda) + a^{\rm sc}_{i,j} + b^{\rm sc}_{i,j}\frac{1}{\lambda}, \tag{6.5.3}$$

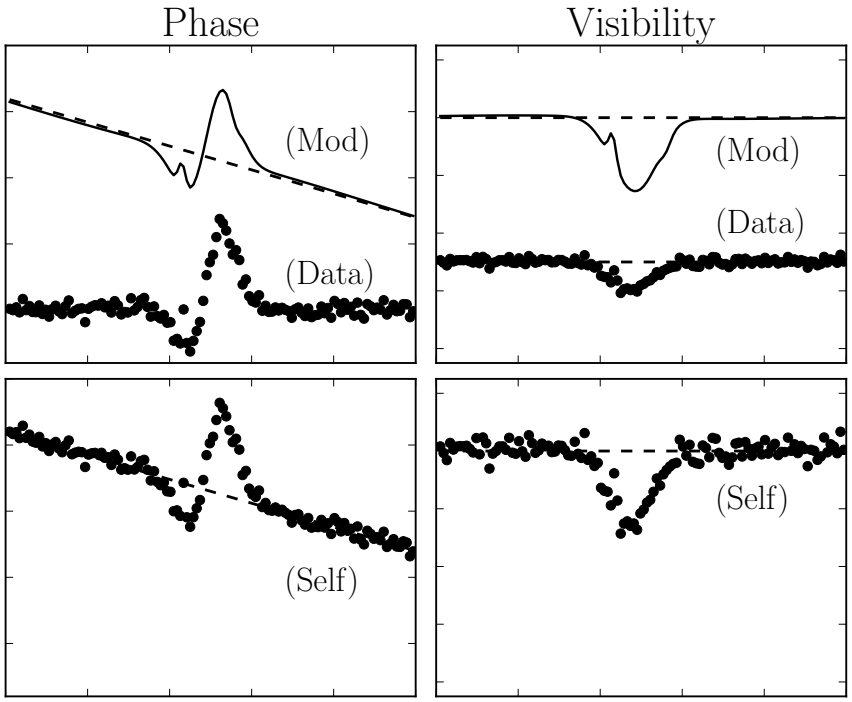


Figure 6.10 – Schéma explicatif de la méthode d'auto-calibration. À gauche, l'auto-calibration de la phase et, à droite, l'auto-calibration de la visibilité.

où les deux paramètres $a^{\mathrm{sc}}_{i,j}$, $b^{\mathrm{sc}}_{i,j}$ sont égal à

$$a^{\mathrm{sc}}_{i,j} = \phi^{\mathrm{mod}}_{i,j}(\lambda_0) \tag{6.5.4}$$

$$b^{\mathrm{sc}}_{i,j} = \frac{\phi^{\mathrm{mod}}_{i,j}(\lambda_1) - \phi^{\mathrm{mod}}_{i,j}(\lambda_0)}{\lambda_1 - \lambda_0}, \tag{6.5.5}$$

$$\tag{6.5.6}$$

où λ_0 et λ_1 sont deux canaux de référence.

En Fig. 6.10, on peut voir une représentation schématique du fonctionnement de la méthode d'auto-calibration. D'une part, nous avons le modèle (Mod) et de l'autre part nous avons les données (Data). À partir du modèle et des données nous calculons les trois paramètres qui permettront ensuite de restaurer l'information de la visibilité et de la phase.

6.5.1 L'auto-calibration dans la reconstruction d'image

La méthode d'auto-calibration est très utile dans le cadre de la reconstruction d'image car elle permet d'accéder à l'information de la phase, normalement absente, des données spectro-interférométriques infrarouges.

Cette technique peut être utilisée de façon itérative dans une boucle où le modèle de comparaison est amélioré à chaque itération. Le modèle peut être une image reconstruite précédemment.

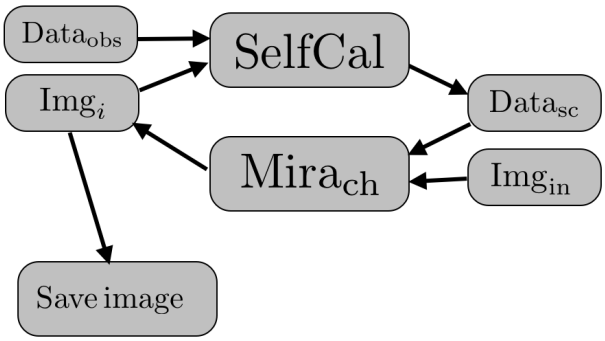


FIGURE 6.11 – Schéma du processus de reconstruction d'image basé sur la méthode d'auto-calibration. **Data**$_{obs}$, données mesurées. **SelfCal**, Méthode d'auto-calibration. **Data**$_{sc}$, données produites avec l'auto-calibration. **MIRA**$_{ch}$, méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde. **Img**$_{in}$, image de départ dans le processus de reconstruction. **Img**$_i$, image reconstruite où i indique le nombre de l'iteration. **Save image**, sauvegarde de l'image reconstruite à la sortie de la boucle de reconstruction.

Le processus de reconstruction basée sur la méthode d'auto-calibration est décrit en Fig. 6.11. Les différents termes présentés sont : **Data**$_{obs}$ représente les données mesurées, **SelfCal** indique la méthode d'auto-calibration, **Data**$_{sc}$ représente les données produites avec l'auto-calibration, **MIRA**$_{ch}$ est la méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde, **Img**$_{in}$ est l'image ou le modèle initial de l'objet, **Img**$_i$ est l'image reconstruite, où i indique le nombre de l'iteration, **Save image** est la sauvegarde de l'image reconstruite.

6.6 La reconstruction polychromatique

Le logiciel de reconstruction d'image que nous avons exploitée, MiRA, permet de reconstruire des *images grises*, c'est-à-dire des images où la dimension polychromatique des données n'est pas prise en compte et où toute l'information spectrale est combinée afin d'obtenir une et une seule image de l'objet pour toute la bande spectrale considérée. Afin de valoriser l'information spectrale, il est nécessaire d'adapter ou repenser les algorithmes de reconstruction existant pour enfin arriver à créer des *image à 3 dimensions*, autrement appelé *cube d'images*, où la troisième dimension représente la longueur d'onde.

Une première possibilité consiste à faire des images indépendantes avec les logiciels monochromatiques existants couche par chouche, pour chaque intervalle de longueur d'onde. Pour cela, il est intéressant de partager la bande spectrale disponible en plusieurs intervalles, ou segments, dans lesquels, les variations spectrales sont négligeables. Sur chaque intervalle choisi,

nous reconstruisons une image grise, indépendante des autres, et qui toutes ensemble formeront ce que nous baptisons, *image arc-en-ciel*.

Une deuxième approche consiste à modifier et développer des algorithmes de reconstruction qui soient réellement polychromatique en rajoutant des termes de régularisation de type spectral. Par exemple, on pourrait imaginer un terme de *variation totale spectrale* qui impose une contrainte au gradient spectral de façons à privilégier les solutions "lisses" spectralement. À l'issue de ce processus de reconstruction nous aurons un cube d'images interdépendantes que nous appelons *image polychromatique*.

Une troisième méthode hybride permet d'obtenir un cube d'images dépendantes les unes des autres, mais réalisé à partir d'un algorithme monochromatique. L'interdépendance est obtenue en utilisant comme image de départ sur un certain canal spectral, l'image reconstruite sur le canal précédent. Celle-ci est l'approche que nous avons utilisée dans nos travaux de reconstruction multi-longueur d'onde.

En résumant, nous pouvons distinguer trois types d'images reconstruites en fonction de l'approche :

- **Image grise** : Image où toute l'information spectrale est confondue pour produire une unique image.
- **Image arc-en-ciel** : Combinaison d'images grises indépendantes, chacune produite sur un intervalle de longueur d'onde successive.
- **Image polychromatique** : Cube d'images interdépendantes, chacune produite à partir d'un canal spectral différent et d'un logiciel polychromatique.

Troisième partie

Applications

... ou le travail de l'artisan

Il contadino si giudica dal suo campo

---

proverbe populaire italien

Chapitre 7

L'environnement proche d'Achernar

7.1 Introduction 138
7.1.1 Les structures d'Achernar 138
7.1.2 Le modèle d'Achernar 140
7.1.3 Les questions ouvertes 141
7.2 Les observations et les données 141
7.2.1 Le journal des données 141
7.2.2 La description des données 144
7.3 La reconstruction d'image d'Achernar 144
7.3.1 Les images reconstruites 150
7.4 La détection du disque de matière 151
7.4.1 La soustraction avec le modèle RvZ 151
7.4.2 La soustraction avec le modèle du disque 152
7.4.3 Les résidus sur la visibilité 154
7.4.4 Les publications sur Achernar 156
7.5 Le récapitulatif 156

Dans ce chapitre, nous présentons le travail de reconstruction d'image, à partir des données interférométriques PIONIER, de l'étoile Achernar et de son environnement proche. Ce travail à fait l'objet de deux publications, une déjà paru (Domiciano de Souza et al., 2014) et l'autre, soumise, acceptée à A&A et actuellement en cours de révision pour intégrer les commentaires du rapporteur.

La Sec. 7.1 introduit le contexte astrophysique sur Achernar ainsi que les modèles de l'étoile et du disque circumstellaire en formation autour d'elle. La campagne d'observation est présentée dans la Sec. 7.2 avec l'ensemble des données et des mesures que nous avons exploitées. Dans la Sec. 7.3, nous illustrons la procédure de reconstruction d'image et les images que nous avons reconstruites. Dans la Sec. 7.4 nous comparons les images obtenues

avec les modèles de l'étoile et de son disque circumstellaire. L'ensemble du travail est ensuite résumé et rappelé à la fin du chapitre, dans la Sec. 7.5.

7.1 Introduction

7.1.1 Les structures d'Achernar

Achernar (α Eridani, HD 10144), facilement observable dans l'hémisphère austral, fait partie des dix étoiles les plus brillantes du ciel nocturne. Elle est classifiée, en fonction de l'auteur et de la technique utilisée, comme étoile de type spectral B3-B4IIIe ou B4Ve (Slettebak, 1982; Balona et al., 1987), et présente des raies en émission, typiques des étoiles Be. Une étoile Be est une étoile de type B qui présente des épisodes d'émission de raies de type Balmer, dont l'origine est attribuée aux enveloppes circumstellaires (en anglais, circumstellar enveloppe, CSE) éjectées par les étoiles elles-mêmes (Jaschek et al., 1981).

Avec une distance de 42.75 pc (van Leeuwen, 2007) et une luminosité dans le visible de $V = 0.46$ mag, Achernar est l'étoile Be la plus brillante et parmi les plus proches, ce qui fait de cette étoile un objet privilégié pour l'étude et la compréhension des mécanismes physiques à la base de cette catégorie d'étoiles. La température effective d'Achernar, $T_{\rm eff}$, est évaluée entre 15 000 et 20 000 K (Chauville et al., 2001).

Achernar est en rotation rapide autour de son axe et atteint près de 80% de la vitesse critique, qui représente la vitesse limite où les forces centrifuges de rotation balancent les forces d'attraction gravitationnelles qui retiennent les couches externes de l'étoile. La vitesse de rotation projetée à la surface de l'étoile $v \sin i$, est comprise entre 220 et 270 km$\times$s^{-1} (Vinicius et al., 2006).

Une rotation si rapide induit des effets considérables sur la structure et la géométrie de l'étoile. En particulier l'objet subit un aplatissement aux pôles et un assombrissement équatorial connu sous le nom d'effet von Zeipel (von Zeipel, 1924). Domiciano de Souza et al. (2003) mesurent l'aplatissement d'Achernar, avec des observations issues de l'instrument VINCI/VLTI, et trouvent un rapport entre l'axe équatorial et polaire de 1.56 ± 0.05. Cette évidence d'une géométrie apparemment ovale est difficilement justifiable seulement par un simple modèle de rotation rapide rigide de l'étoile. Deux différentes hypothèses sont alors évoqués, d'une part la présence d'une rotation différentielle (Jackson et al., 2004) et, d'autre part, la présence d'un disque de matière circumstellaire résiduel (Kervella & Domiciano de Souza, 2006; Carciofi et al., 2008). Le halo de matière entourant Achernar se forme et se disperse avec une cyclicité de $14 \div 15$ ans, et serait à la base de la variation de classe de l'étoile qui bascule de façon régulière entre B$\leftrightarrow$Be.

Le disque de matière qui entoure Achernar évolue continuellement avec des variations dans les signatures observationnelles sur des échelles de temps très courtes, allant des quelques heures à quelques années.

En 2006, Kervella & Domiciano de Souza (2006) ont détecté le halo de matière circumstellaire allongé le long de l'axe polaire ainsi que l'aplatissement de l'étoile. En considérant la photosphère comme une ellipse uniforme, ils ont donc dérivé la mesure des deux axes, majeur et mineur, respectivement de 2.13 ± 0.05 mas et 1.51 ± 0.02 mas, Cette même mesure a été refaite en 2014 trouvant les valeurs de 1.99 mas et 1.54 mas respectivement pour l'axe équatorial et l'axe polaire de l'étoile (Domiciano de Souza et al., 2014). Le rapport de flux en proche infrarouge entre l'objet central et le halo a été évalué être $4.7 \pm 0.3\%$.

L'imagerie à haute résolution angulaire a permis de détecter la présence d'un compagnon de type A1V-A3V autour d'Achernar. Avec un cycle orbital d'environ 7 ans (Kervella, Domiciano de Souza et al. in prep.), le compagnon d'Achernar, α_B Eri, se situe à une distance angulaire projetée comprise entre 50 et 300 mas (Kervella & Domiciano de Souza, 2007; Kervella et al., 2008). Les masses d'Achernar et de son compagnon sont respectivement 6 $M_\odot$ et 2 $M_\odot$ (Kervella, Domiciano de Souza et al. in prep.).

Tableau 7.1 – Paramètres de Achernar et de son environnement.

Objet	Paramètre	Valeur	Référence
α_A Eri	type	B3-B4IIIe et B4Ve	Slettebak (1982); Balona et al. (1987)
	m_v	0.46 mag	-
	distance	42.75 pc	van Leeuwen (2007)
	M	$\sim$6 $M_\odot$	Kervella, Domiciano de Souza et al. in prep.
	$T_{\rm eff}$	1.5 - 2.0$\times 10^4$ K	Chauville et al. (2001)
	$V_{\rm rot}$	220 - 270 km·s^{-1}	Vinicius et al. (2006)
	applatissement	1.56$\pm$0.05	Domiciano de Souza et al. (2003)
	axe equatorial	1.99 mas	Domiciano de Souza et al. (2014)
	axe polaire	1.54 mas	-
	inclinaison axe polaire	36.9 deg	-
α_B Eri	type	A1V-A3V	Kervella & Domiciano de Souza (2007)
	M	$\sim$2 $M_\odot$	Kervella, Domiciano de Souza et al. in prep.
	$T_{\rm orb}$	$\sim$7 ans	-
	distance	$\sim$50 - 300 mas	-
CSE	rapport de flux NIR	$4.7 \pm 0.3\%$	Kervella & Domiciano de Souza (2006)
	cycle B$\leftrightarrow$Be	14 - 15 ans	-

Le Tab. 7.1 collecte les principaux paramètres d'Achernar, de son compagnon et de son environnement.

Afin d'étudier et évaluer les paramètres photosphériques d'Achernar il est nécessaire de tenir en considération la cyclicité B$\leftrightarrow$Be engendré par la présence ou pas du halo de matière qui entoure Achernar et son interaction avec le compagnon.

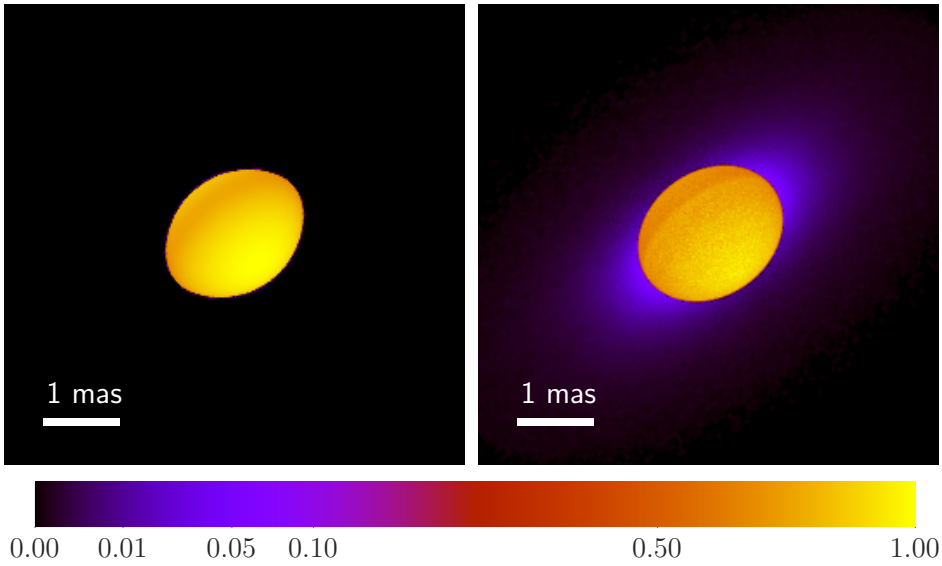


FIGURE 7.1 – Carte de brillance des deux modèles. À gauche, le modèle d'Achernar réalisé par Domiciano de Souza et al. (2014) avec le code CHARRON projeté sur le ciel avec une inclinaison de 36.9 degrés Nord-Est et une taille de 1.99 mas et 1.54 mas (Domiciano de Souza et al., 2014). À droite, le modèle avec le disque circumstellaire développé par Faes (2012) en utilisant le code HDUST. L'échelle des couleurs des cartes est en racine carrée et la dynamique des images est normalisée à 1.

7.1.2 Le modèle d'Achernar

Domiciano de Souza et al. (2014) a réalisé un modèle de l'étoile Achernar en utilisant le code CHARRON basé sur les équations du transfert radiatif et le modèle Roche-von Zeipel. CHARRON (Code for High Angular Resolution of Rotating Objects in Nature) est un logiciel écrit en IDL capable de calculer la carte de brillance monochromatique d'une étoile en rotation rapide avec une inclinaison et une orientation données.

À partir des données PIONIER 2014, Faes (2012) a développé un modèle d'Achernar incluant un disque de matière circumstellaire. Pour cela, il a utilisé HDUST (Carciofi & Bjorkman, 2006), un code de calcul des éléments-finis qui intègre les équations de transfert radiatif.

La Fig. 7.1 présente l'image du modèle d'Achernar projeté sur le ciel, avec et sans disque circumstellaire. La taille et l'inclinaison du modèle correspondent à celles estimés par (Domiciano de Souza et al., 2014), c'est-à-dire, 1.99 mas pour l'axe équatorial, 1.54 mas pour l'axe polaire et 36.9 degrés pour l'inclinaison de l'axe polaire en direction Nord-Est. Afin de rendre plus évidente les structure à faible intensité, l'échelle des couleurs des cartes est en racine carrée. Les images sont normalisées de façon à avoir une dynamique égale à 1.

Ces modèles nous servent de comparaison pour les images que nous avons reconstruites.

7.1.3 Les questions ouvertes

La distance et la luminosité d'Achernar font de cette étoile un candidat idéal pour essayer de cerner la physique et le fonctionnement des rotateurs rapides. L'étude approfondie d'une étoile de ce genre nous permet, en partant du cas particulier, d'extraire des propriétés et des caractéristiques qui sont communes à cette catégorie d'objets.

Dans la compréhension d'Achernar et de son environnement, plusieurs questions demeurent ouvertes :

- Y a-t-il une relation entre la rotation rapide d'Achernar et la binarité du système ? Si oui, de quelle nature ? Comment ces deux éléments interagissent mutuellement ?
- Quelle est l'origine de la cyclicité des pertes de masse qui mènent à la formation et à la dispersion du halo qui entoure Achernar ?
- Y a-t-il une relation entre le cycle B↔Be et la période orbitale du compagnon ?
- Quelles sont les valeurs des paramètres orbitaux du système binaire ?
- Quelles sont les masses d'Achernar et de son compagnon ?
- Quel est le rapport de flux entre Achernar et son compagnon ?

7.2 Les observations et les données

7.2.1 Le journal des données

Achernar a été l'objet de plusieurs campagnes d'observations effectuées entre 2011 et 2014 avec l'instrument PIONIER (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment, Le Bouquin et al., 2011) au VLTI (Very Large Telescope Interferometer, Haguenauer et al., 2008) au Chili. PIONIER, comme AMBER, est un des instruments interférométriques qui travaillent au foyer du VLTI. Il recombine les faisceaux provenant de quatre télescopes mesurant ainsi simultanément six visibilités et quatre clôtures de phase à travers la bande H, 1.6 μm soit en mode dispersé soit en mode non dispersé. Le mode en basse résolution spectrale (R=40), permet d'avoir des mesures sur 3 ou sur 7 différents canaux spectraux.

La magnitude limite qui peut-être atteinte avec les ATs en mode dispersé en conditions de moyenne visibilité est de $m_H = 7$ mag. La précision nominale offerte sur les mesures de clôture de phase est de 0.5 degrés et celle sur les visibilités calibrées est de 3% à 15% en fonction des conditions atmosphériques (Le Bouquin et al., 2011).

Tableau 7.2 – Journal des observations d'Achernar avec l'instrument PIONIER/VLTI. Nous distinguons quatre séries de données relatives aux quatre différentes périodes d'observation ; (A) 2011, (B) 2012, (C) 2013, (D) 2014. Pour chaque nuit d'observation, nous indiquons la date (Date), le nombre d'observations (Nb obs.), le nombre de canaux spectraux (Nb can. spec.), le nombre des télescopes utilisés (Nb tel.) et la référence du jeu de données (Dataset).

Date	Nb obs.	Nb can. spec.	Nb tel.	Dataset
2011 Aug. 06	4	3	4	A
2011 Sep. 22	10	7	4	
2011 Sep. 23	9	7	4	
2012 Sep. 16	9	3	4	B
2012 Sep. 17	3	3	4	
2013 Sep. 02	3	3	3	C
2013 Sep. 04	3	3	3	
2014 Sep. 19	4	3	4	D

Notre objectif dans cette collaboration a été de reconstruire une image grise d'Achernar et comparer celle-ci avec le modèle présenté en Sec. 7.1.2 (Domiciano de Souza et al., 2014) pour vérifier ou non la présence d'un halo de matière entourant l'étoile centrale. Le fait de disposer de plusieurs séries d'observations sur des périodes différentes nous permet de faire un suivi temporel sur la présence ou pas du disque de matière éjectée par l'étoile en rotation rapide.

Nous distinguons 4 périodes d'observations :

- **Jeu de données A**, relatif aux observations faites entre août et septembre 2011.
- **Jeu de données B**, pour les mesures de septembre 2012.
- **Jeu de données C**, les observations de septembre 2013.
- **Jeu de données D**, relatif aux mesures de septembre 2014.

Le Tab. 7.2 résume le journal des données collectées durant ces différentes campagnes d'observation : 2011 (jeu de données A), 2012 (jeu de données B) et 2013-2014 (jeu de données C).

Bien que l'instrument PIONIER permette de recombiner la lumière de quatre télescopes, les données de septembre 2013 ont été effectué avec seulement trois télescopes. Ceci parce qu'un des télescopes ne marchait pas correctement. Les observations ont été faites utilisant les ATs dans la configuration la plus large accessible à ce moment (A1-G1-K0-I1). Une fois collectées, les données ont été réduites utilisant le logiciel standard *pndrs*, développé spécifiquement pour l'instrument PIONIER.

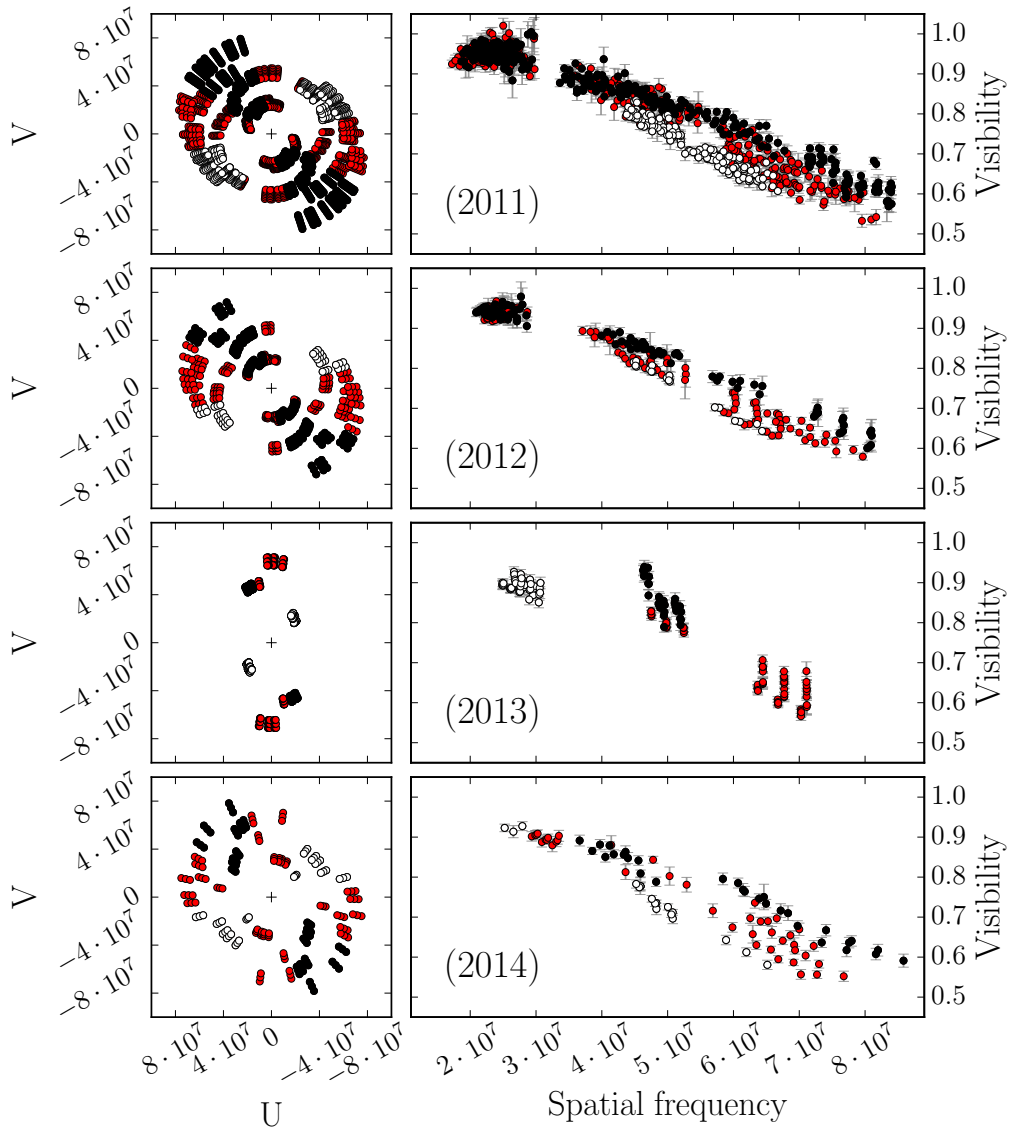


Figure 7.2 – Du haut en bas : à gauche, la couverture UV et , à droite, la visibilité en fonction de la fréquence spatiale pour les quatre séries d'observations (A) 2011, (B) 2012, (C) 2013, et (D) 2014. La ligne noire pointillée indique l'axe polaire d'Achernar. Les points proches de l'axe polaire et de l'axe équatorial sont respectivement en rouge et en vert.

Tableau 7.3 – Champ visuel (FOV), résolution (RES) et résolution effective ($\mathrm{RES_{eff}}$) des observations PIONIER/VLTI.

Jeu de données	$B_{\min}$	$B_{\max}$	FOV	RES	$\mathrm{RES_{eff}}$
(A) 2011	31 m	129 m	11.0 mas	2.6 mas	1.3 mas
(B) 2012	37 m	129 m	9.2 mas	2.6 mas	1.3 mas
(C) 2013	44 m	112 m	7.8 mas	3.0 mas	1.5 mas
(D) 2014	44 m	135 m	7.7 mas	2.5 mas	1.3 mas

7.2.2 La description des données

La Fig. 7.2 présente la couverture UV et les visibilités en fonction du module de la fréquence spatiale pour chaque jeu de données.

Nous pouvons remarquer que le profil de visibilité a une pente plus élevée dans le cas de la direction équatoriale par rapport à la direction polaire, ce qui indique que la taille de l'objet est plus grande dans la direction équatoriale. En observant la Fig. 7.2, nous pouvons remarquer que nous avons beaucoup moins de données dans la série (C) 2013, par rapport aux séries (A) 2011, (B) 2012 et (D) 2014 qui sont bien plus riches. Néanmoins la couverture UV, dans les trois séries, apparaît assez uniforme et étendue, ce qui est essentiel afin de pouvoir faire de la reconstruction d'image.

Malheureusement, l'objet n'est pas pleinement résolu, car, dans les quatre jeux de données, nous n'arrivons pas à mesurer de visibilité au-delà du premier lobe. La reconstruction d'image que nous faisons ne permettra pas de résoudre des détails sur la surface de l'étoile mais pourra néanmoins contraindre la forme globale de l'objet et toute émission proche de l'étoile.

Le Tab. 7.3 rassemble les valeurs de base minimale et maximale, de champ visuel ($\mathrm{FOV} = \lambda/B_{\min}$) de résolution ($\mathrm{RES} = \lambda/B_{\max}$) et de résolution effective ($\mathrm{RES_{eff}} = \lambda/2B_{\max}$) des observations dont nous disposons.

7.3 La reconstruction d'image d'Achernar

Pour reconstruire l'image d'Achernar et de son environnement proche à partir des trois séries de données (A) (B) et (D), nous avons utilisé le logiciel MIRA (Thiébaut, 2008) combiné avec la méthode BFMC (Millour et al., 2012).

L'algorithme de MIRA, décrit en Sec. 3.3, est basé sur un processus itératif qui tend à minimiser une fonction de coût associé à l'image reconstruite (voir l'Eq. 3.2.3 dans la Sec.). Cette fonction de coût est égale à la somme de deux termes, le premier décrivant l'écart entre l'image et les données observées, et le deuxième, l'écart entre l'image et un *a priori* que nous fixons sur la base de nos hypothèses et de nos modèles physiques de

l'objet. Le poids spécifique de l'*a priori* dans la fonction de coût est fixé par l'hyper-paramètre μ. Celui-ci permet de régler la contribution de l'*a priori* pendant le processus de reconstruction.

La technique BFMC, décrite dans la Sec. 6.2.2, se base sur une approche Monte Carlo. Nous allons reconstruire un ensemble d'images et, à partir de cet ensemble, nous allons extraire une image moyenne. L'avantage de cette technique consiste à réduire fortement la présence d'artefacts présent à des endroits différents sur les images reconstruites en fonction de l'image de départ.

L'approche que nous adoptons pour ce travail de reconstruction est le suivant. Une fois choisis tous les paramètres de reconstruction, nous allons produire un ensemble d'images. Á partir de cet ensemble, nous sélectionnons les images qui ont une valeur de χ^2 en dessous d'un certain seuil pour, ensuite, en extraire la médiane. Cette image moyennée sera prise comme image finale de ce processus de reconstruction.

Le nombre et la taille des pixels par image

Le Tab. 7.3 montre que le champ de vue théorique de la reconstruction d'image et la résolution effective des observations sont d'environ $\sim$10 mas et $\sim$1.3 mas. Une telle résolution est à peine suffisante pour résoudre l'étoile Achernar qui a un diamètre de 2 mas. Celle-ci, dans la meilleure des images reconstruite, apparaîtra comme une tache brillante étalée sur quelques pixels.

Afin de produire des images qui nous renseignent sur la forme globale de l'objet et de son environnement proche, nous décidons d'adopter une taille de pixel plus petit que l'élément de résolution effectif. L'image reconstruite de cette façon sera surrésolue, c'est-à-dire qu'elle aura une résolution plus grande de la résolution effective des observations. Afin de ramener la résolution de l'image à la valeur effective il suffit de convoluer celle-ci par une gaussienne de la taille de la résolution souhaitée. Après plusieurs essais, nous avons choisi d'adopter une taille de 0.07 mas par pixel, ce qui correspond à environ $\sim$20 pixels par élément de résolution.

Le nombre de pixels est choisi parmi les puissances de 2, ceci parce que les algorithmes pour le calcul de la transformée de Fourier utilisés dans MiRA sont plus rapides dans ce cas. Nous avons fixé la taille de l'image à 128×128 pixels. La taille de l'image, de dimension modeste, a été choisie aussi pour éviter des temps de calculs excessivement longs. De cette façon, une série de 500 reconstructions d'image peut-être produite en environ 15 minutes de temps, ce qui est raisonnable.

Le champ visuel des images reconstruites est égal à $0.07 \times 128 \sim 9$ mas, c'est-à-dire légèrement inférieur à celui des observations. Cela nous convient parce que les structures que nous essayons d'imager sont dans la

région centrale du champ de vue, à près de $2 \div 3$ mas du centre. Nous considérons que les bords ne contiennent pas de structures remarquables.

Le nombre d'itérations pour chaque reconstruction

Un autre paramètre à régler avant de faire tourner MIRA, est le nombre d'itérations que le logiciel devra faire pour obtenir l'image finale. Ici aussi, nous avons réglé ce paramètre "à la main" après différentes tentatives. D'une part, ce nombre doit être suffisamment grand pour que l'algorithme ait le temps de faire converger la reconstruction vers un résultat vraisemblable. D'autre part, il est aussi bien d'éviter que la reconstruction continue à tourner "à vide" une fois convergé à la valeur de χ^2 stable, car cela peut mener à la création d'artefacts dans l'image reconstruite. Le nombre retenu dans notre cas est de 100 itérations.

La régularisation

Pour ce qui est régularisation, nous avons, là aussi, fait différentes tentatives de reconstruction. Ne trouvant pas de différence particulière entre les images produites avec la régularisation "total variation", favorisée par Renard et al. (2011), par rapport aux images produites avec la régularisation "quadratique", nous avons décidé d'adopter cette deuxième option.

L'image de départ

Le logiciel MIRA demande en entrée, en outre des données interférométriques, aussi une image de départ img_0 nécessaire pour la première itération. Pour chaque reconstruction, nous utilisons une image de départ différente, générée de façon aléatoire. Chaque pixel de l'image de départ est issu d'un tirage aléatoire uniformément distribué entre 0 et 1.

L'*a priori*

Afin que l'ensemble des images reconstruites soient comparables les unes avec les autres, nous avons décidé d'utiliser un *a priori* commun à toutes les reconstructions.

Nous cherchons un *a priori* qui permette de compacter notre image dans la région centrale, évitant ainsi que le flux soit dispersé sur les bords de l'image. Pour cela, une distribution en forme de cloche irait très bien. L'intérêt d'utiliser un *a priori* qui suit une distribution en cloche, que ce soit une gaussienne, une lorentzienne, ou autre chose, vient du fait que la reconstruction ira concentrer le flux dans le centre et évitera que celui-ci se disperse sur les bords de l'image. L'*a priori* que nous introduisons sert à garantir la compacité de l'image reconstruite.

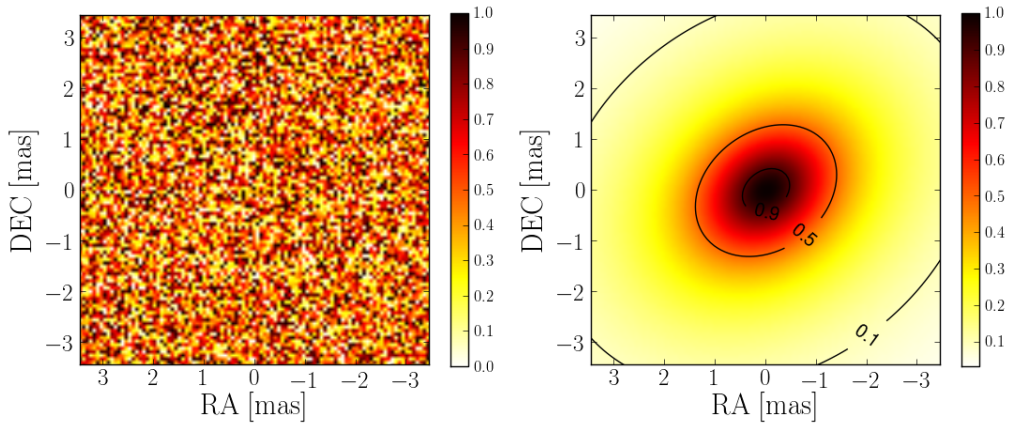


FIGURE 7.3 – Á gauche, un exemple d'image de départ img_0, où chaque pixel a été généré de façon aléatoire. Á droite, la distribution de Cauchy-Lorentz que nous avons utilisée comme *a priori*. L'orientation et l'aplatissement de l'*a priori* sont équivalant à ceux du modèle RvZ de l'étoile. Par contre, sa taille est égale à 1.5 fois la taille du modèle. Les contours bordent les régions avec un flux supérieur à 10%, 50% et 90% du flux maximale, qui est fixé à 1.

Nous avons choisi d'utiliser comme *a priori*, une distribution de Cauchy-Lorentz $\mathcal{L}(x, x_0, \gamma)$ avec la même orientation et le même aplatissement du modèle d'Achernar. La taille de l'*a priori*, c'est-à-dire la FWHM de la distribution de Cauchy-Lorentz a été prise égal à 1.5 fois la taille du modèle RvZ de l'étoile, cela pour faire en sorte de ne pas trop contraindre la reconstruction et permettre que celle-ci produise aussi, éventuellement, des structures autour de la source centrale.

La distribution de Cauchy-Lorentz peut s'écrire ainsi

$$\mathcal{L}(x, x_0, \gamma) = \mathcal{I}\Big[\frac{\gamma^2}{(x - x_0)^2 + \gamma^2}\Big], \tag{7.3.1}$$

où x indique la position du pixel, x_0 la position du centre de la distribution, et où $\gamma = 0.5 \cdot \text{FWHM}$ est le paramètre d'échelle qui est équivalent à la moitié de la largeur à mi-hauteur. $\mathcal{I}$ correspond à la hauteur du pic central.

La Fig. 7.3 présente, à gauche une des images de départ img_0, c'est-à-dire une image où chaque pixel est généré de façon aléatoire, et, à droite la distribution de Cauchy-Lorentz que nous avons utilisé comme *a priori*.

La sélection de l'hyper-paramètre

Choisir la valeur de l'hyperparamètre est une opération délicate parce qu'il est nécessaire de combiner plusieurs conditions. D'une part, nous voulons que l'*a priori* choisi, qui a été défini sur la base de considérations physiques et observationnelles de l'objet, ait un poids suffisamment grand dans le processus de reconstruction. D'autre part, si ce poids est trop grand,

l'*a priori* forcera la reconstruction vers un résultat totalement biaisé par l'*a priori* lui-même.

Dans le but de choisir la meilleure valeur possible de l'hyperparamètre μ, nous avons adopté une analyse basée sur une approche Monte Carlo, décrite en détaille dans la Sec. 6.6 L'idée est là encore de faire plusieurs reconstructions d'image en faisant varier la valeur de l'hyperparamètre en allant ainsi regarder le comportement de la fonction de coût.

La Fig. 7.4 présente les valeurs de l'hyperparamètre μ et de la fonction de coût χ^2 pour chaque reconstruction d'image faite en choisissant de façon aléatoire la valeur de μ.

Le graphique montre clairement qu'il y a une distribution bimodale. La reconstruction converge correctement vers une image vraisemblable avec une valeur minimale de $\chi^2_{\rm min} \sim 1$ ou bien vers des images complètement fausses avec des valeurs de $\chi^2 \sim 1 \times 10^3$ maximales. Ce même type d'analyse a aussi été proposé, de façon indépendante, par Kluska et al. (2014), qui l'a baptisé *L-curve method*.

L'hyperparamètre optimal correspond à la valeur la plus grande associée à la valeur de χ^2 la plus petite possible. Les valeurs de μ retenues sont comprise entre 100 et 1600 pour la série de données 2011, entre 10 et 320 pour la série de données 2012 et entre 10 et 160 pour le jeu de données 2014. Les valeurs de $\chi^2_{\rm min}$ minimale retenue sont de 1.5, 0.8, et 1.1 respectivement pour les jeux de données 2011, 2012, et 2014.

Une fois définie la procédure pour la reconstruction de chaque image singulièrement, nous pouvons passer à l'étape suivante qui consiste à appliquer la méthode BFMC.

Pour chaque jeu de données, nous reconstruisons un ensemble de 500 images. Sur cet ensemble, nous sélectionnons les images avec une valeur de χ^2 plus petit que deux fois la valeur minimale $\chi^2 \leq 2 \cdot \chi^2_{\rm min}$, et, à partir de cette sélection, nous faisons la moyenne des images recentrées. Cette image moyenne est l'image finale que nous allons retenir d'Achernar.

Tableau 7.4 – Ensemble des paramètres réglés pour la reconstruction d'image d'Achernar.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Taille pixel	0.07 mas	Taille image	128×128
img_0	random	$\text{img}_{\text{prior}}$	Cauchy-Lorentz
Régul	Quadratique	Nb iter.	100
μ_A	100 - 1600	$\chi^2_{\text{min}\,A}$	1.5
μ_B	10 - 320	$\chi^2_{\text{min}\,B}$	0.8
μ_C	10 - 160	$\chi^2_{\text{min}\,C}$	1.1

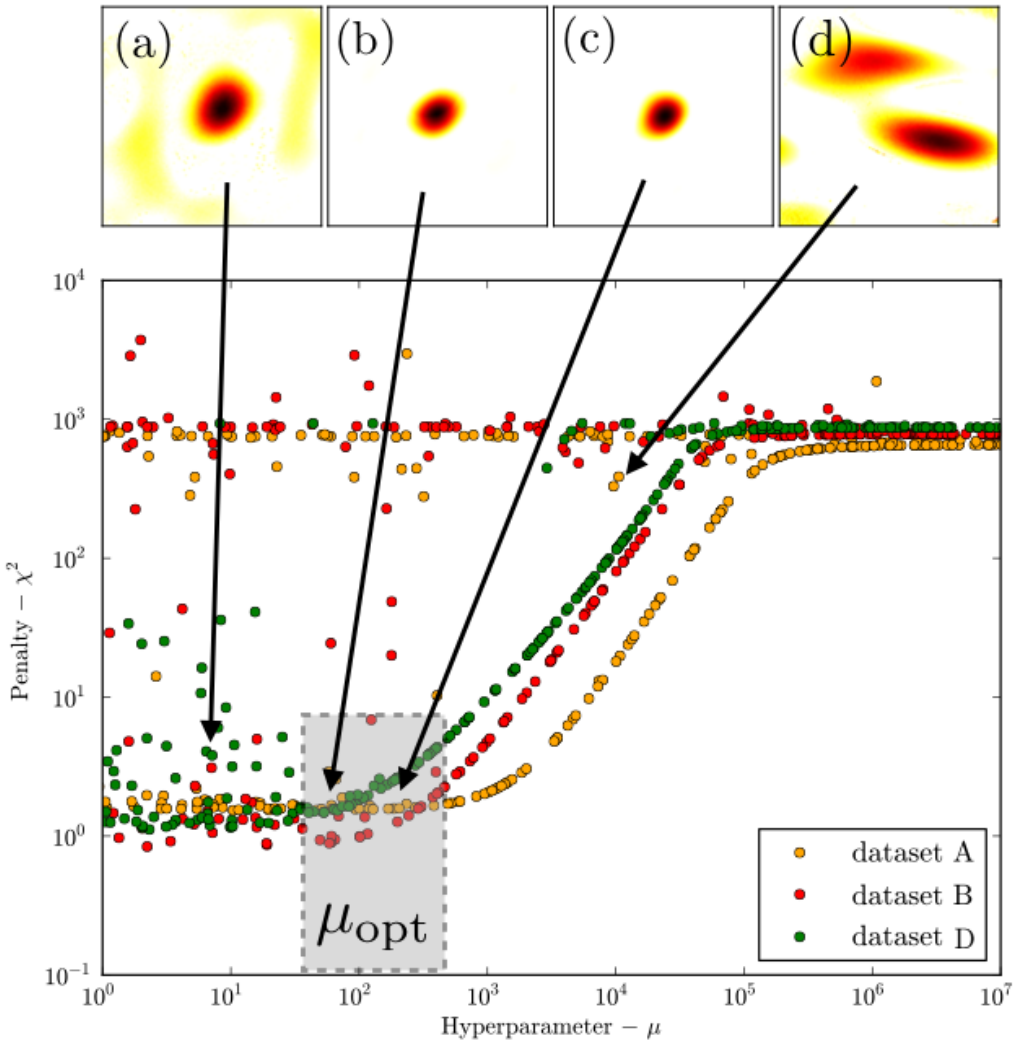


FIGURE 7.4 – Hyperparamètre μ et fonction de coût χ^2 pour chaque reconstruction d'image réalisée. Chaque point identifie une reconstruction à partir des données A, B ou D, respectivement en jaune, rouge et vert. Le rectangle gris indique la région où se trouvent les valeurs de l'hyperparamètre optimale mu_{opt} pour les différents ensembles de données. En haut, quatre exemples de reconstruction : (a) est une reconstruction qui n'a pas complètement convergé aux valeurs de χ^2 minimales, (b) et (c) sont deux images parmi les images sélectionnées afin de calculer une image moyenne, et (d) est une image qui a convergé vers vers un χ^2 maximal. Les valeurs de μ optimales et celle des χ^2 minimale sont indiquées dans le Tab. 7.4.

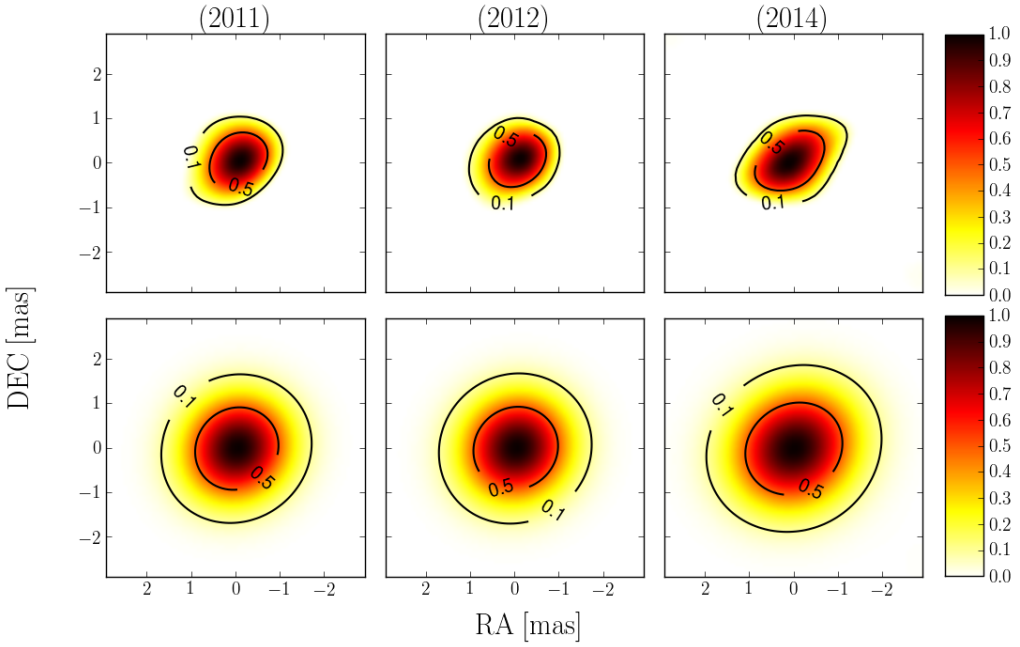


FIGURE 7.5 – Images reconstruites d'Achernar à partir des données (A) 2011, (B) 2012 et (D) 2014, respectivement, du gauche vers droite. Sur les panneaux dd haut, l'image reconstruite d'Achernar à la résolution 0.07 mas. Sur les panneaux du bas, les mêmes images convoluées par une gaussienne avec une FWHM équivalant à la résolution effective des observations, 1.3 mas.

7.3.1 Les images reconstruites

Pour ramener la résolution de l'image cohérente avec la résolution des observations, nous avons convolué chacune des images avec une gaussienne de taille équivalente à la résolution effective des observations $\mathrm{RES_{eff}} = \mathrm{RES}/2$. De cette façon, l'image n'est pas surrésolue par rapport aux observations.

La Fig. 7.5 présente les images reconstruites d'Achernar à partir des jeux de données A, B ou D. Les panneaux du haut montrent les images à la résolution de 0.07 mas, qui est la taille du pixel que nous avons choisi pour faire la reconstruction d'image. Les images convoluées sont présentées dans les panneaux du bas avec l'indication de la taille de la gaussienne utilisée pour la convolution. La $\mathrm{RES_{eff}}$ est de 1.3 mas pour les trois jeux de données A, B et D.

On peut noter que l'image relative au jeu de données D présente un allongement et un aplatissement dans la direction ouest-nord-ouest, qui n'est pas évident dans les deux autres jeux de données.

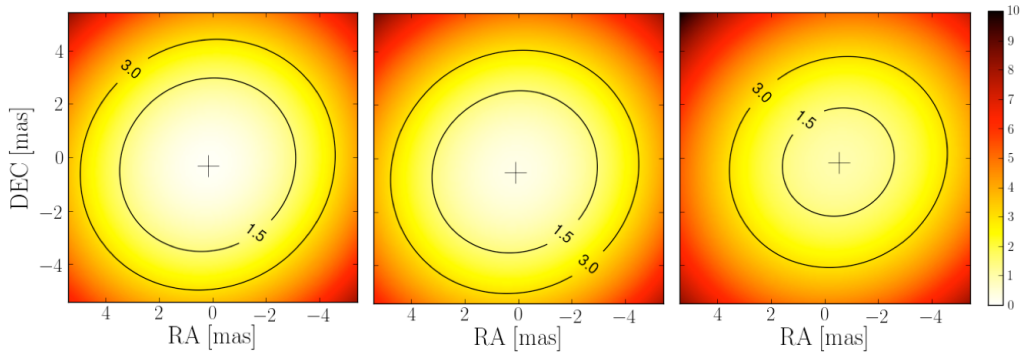


FIGURE 7.6 – Cartes de $\chi^2(\vec{y})$ associés aux résidus entre les images et le modèle. De gauche vers droite, respectivement les cartes issues des données A, B et D. La croix noire indique la position du minimum.

7.4 La détection du disque de matière

Une fois l'image d'Achernar réalisée sur les trois périodes A, B et D, il nous faut encore les comparer avec son modèle, dans le but d'identifier, ou pas, la présence du halo de matière entourant l'étoile centrale.

7.4.1 La soustraction avec le modèle RvZ

Pour comparer l'image avec le modèle d'Achernar il est tout d'abord nécessaire de ramener les résolutions respectives à la valeur de la résolution effective des observations. Pour cela, il est suffisant de convoluer les images et le modèle avec une gaussienne de largeur égale à la résolution effective des observations.

Le modèle et l'image ne sont pas forcément centrés correctement l'une par rapport à l'autre. Il est donc nécessaire de trouver un moyen de les aligner correctement afin de pouvoir en faire la soustraction. Pour cela, nous avons réalisé une carte de $\chi^2(\vec{y})$ associée aux résidus de l'image $\mathcal{I}(\vec{x})$ moins le modèle $\mathcal{M}(\vec{x})$, en fonction de la translation, $\vec{y}$, introduite sur l'image elle-même

$$\chi^2(\vec{y}) = \sum_{\{\vec{x}\}} |\mathcal{I}(\vec{x} - \vec{y}) - \mathcal{M}(\vec{x})|^2, \tag{7.4.1}$$

où $\vec{x}$ représentent les coordonnées angulaires vectorielles dans le plan image.

Nous avons été chercher la translation qui nous assure un $\chi^2(\vec{y})$ minimal. Celle-ci est la translation que nous utilisons pour centrer l'image avec le modèle. Après avoir centré correctement et normalisés de façon que le pic soit égal à l'unité, nous pouvons finalement effectuer la soustraction entre l'image et le modèle.

La Fig. 7.6 montre la fonction $\chi^2(\vec{y})$ pour les trois jeux de données A, B et D, respectivement de gauche à droite. Nous pouvons remarquer que dans

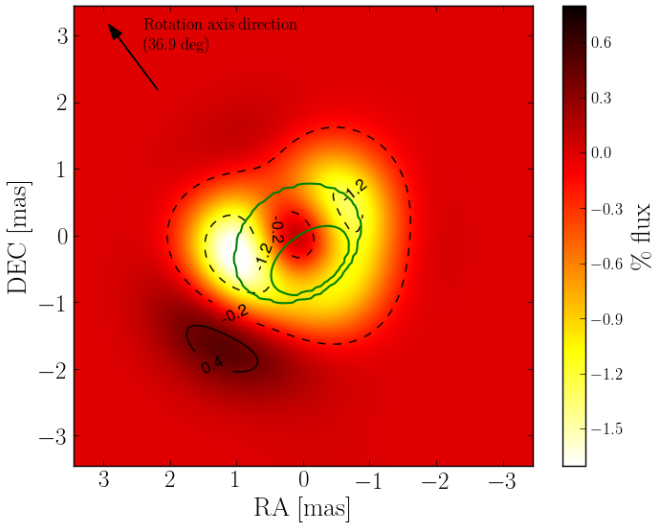


FIGURE 7.7 – Image de soustraction à partir du jeu de données A. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle.

les trois cas, le minimum est bien défini sans ambiguïté. Une croix indique la position du minimum.

Les trois images présentées en Fig. 7.7, Fig. 7.8 et Fig. 7.9 montrent les images d'Achernar auxquelles nous avons soustrait le modèle RvZ de l'étoile, respectivement pour la série A, B et D. Nous avons indiqué aussi les contours du modèle (à 10% et à 90%), en vert, pour avoir un élément de comparaison.

Nous pouvons remarquer, que pour les séries A et B, Fig. 7.7 et Fig. 7.8, les différences mesurées sont de l'ordre de 1%, c'est-à-dire en dessous des limites instrumentales de PIONIER. Á ces époques, aucune structure entourant l'étoile n'est réellement identifiable.

L'image relative à la série de données (D) 2014, par contre, montre des différences évidentes avec le modèle RvZ de l'étoile. Les excès de flux atteignent 4%, ce qui commence à être significatif par rapport aux limites de l'instrument. La structure mise en évidence dans la Fig. 7.9 pourrait bien être la signature d'un halo de matière entourant l'étoile centrale. L'axe de symétrie de cette composante environnementale semblerait être légèrement décalé vers le nord par rapport à l'axe de rotation d'Achernar.

7.4.2 La soustraction avec le modèle du disque

à partir des données 2014, nous avons fait pour le modèle incluant le disque, la même opération de soustraction que pour le modèle RvZ présenté

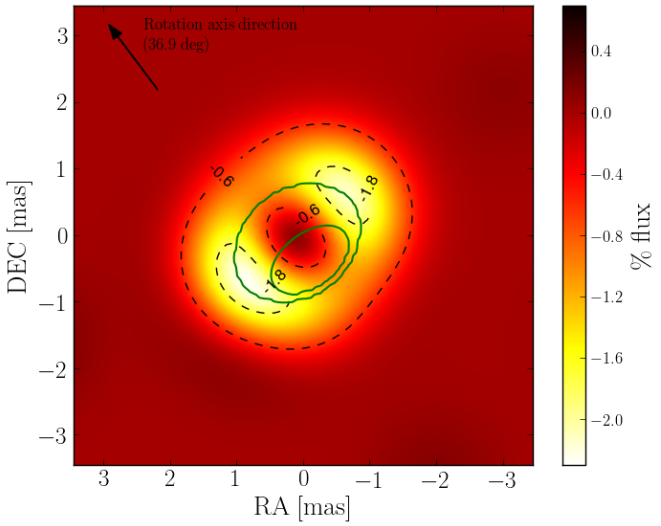


Figure 7.8 – Image de soustraction à partir du jeu de données B. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle.

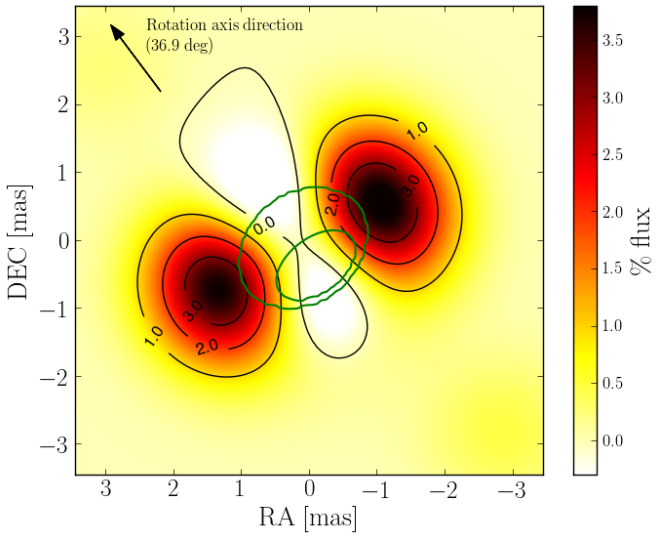


Figure 7.9 – Image de soustraction à partir du jeu de données C. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle.

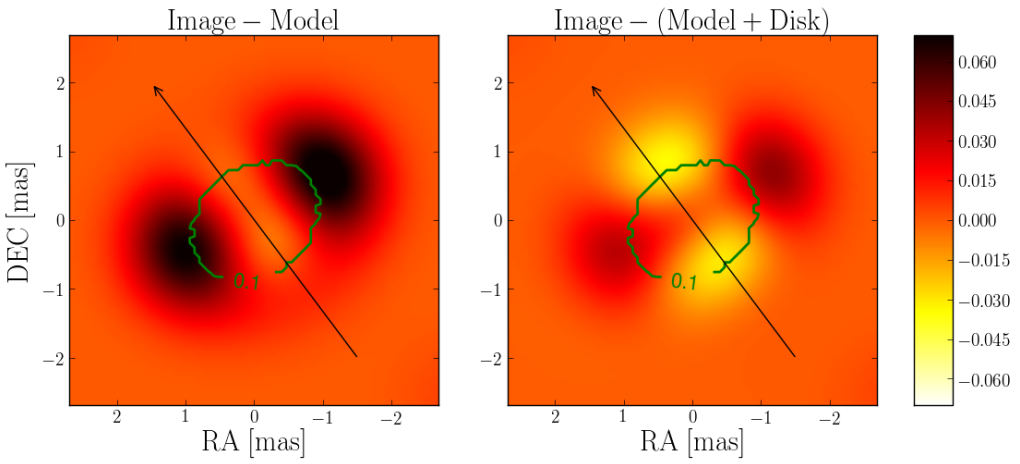


FIGURE 7.10 – Carte de soustraction entre l'image reconstruite et le modèle. À gauche, la soustraction entre l'image et le modèle RvZ de l'étoile, et à droite, la soustraction entre l'image et le modèle HDUST de l'étoile plus le disque circumstellaire.

dans la Sec. 7.4.1.

La Fig. 7.10 montre la soustraction entre l'image reconstruite et les modèles avec et sans le disque de matière circumstellaire. La comparaison des deux images soustraites montre clairement que le modèle de l'étoile plus le disque est mieux ajusté à l'image reconstruite. Cette comparaison renforce l'argument du disque circumstellaire en formation dans la période 2013-2014.

7.4.3 Les résidus sur la visibilité

La présence du disque en formation est supporté aussi par les résidus de la visibilité, $R_{i,j}$, c'est-à-dire la différence entre les visibilités mesurées, $|V_{i,j}^{\rm obs}|$, et celles extraites du modèle, $|V_{i,j}^{\rm mod}|$, normalisées par l'erreur sur la mesure elle-même, $\sigma_{i,j}^{\rm obs}$.

$$R_{i,j} = \frac{|V_{i,j}^{\rm obs}| - |V_{i,j}^{\rm mod}|}{\sigma_{i,j}^{\rm obs}} \tag{7.4.2}$$

La Fig. 7.11 compare les visibilités mesurées aux visibilités du modèle RvZ d'Achernar. La Fig. 7.12, par contre, compare les visibilités mesurées aux visibilités du modèle de l'étoile plus le disque circumstellaire.

Les graphes des résidus montrent clairement un gain des points sur l'axe équatorial. Le modèle qui inclut le disque circumstellaire s'ajuste mieux aux données que le modèle qui néglige le disque.

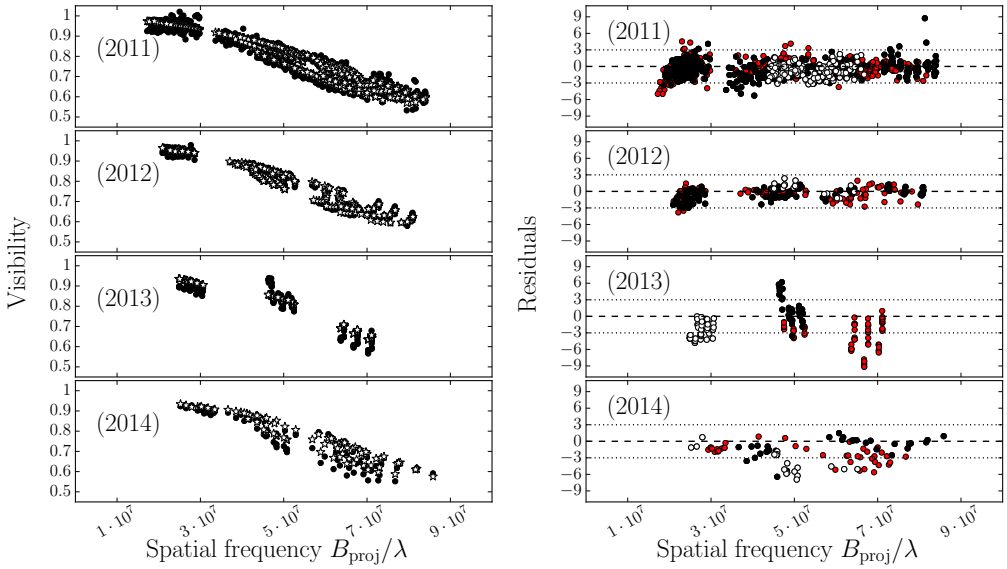


Figure 7.11 – À gauche, la visibilité en fonction du module de la fréquence spatiale. Les points noirs indiquent les mesures et les points blancs sont les visibilités extraites à partir du modèle RvZ d'Achernar. À droite, les résidus de visibilité en unités de l'erreur sur la mesure. Les points blancs indiquent les mesures sur l'axe équatorial, les points noirs ceux sur l'axe polaire et les points rouges celles intermédiaires.

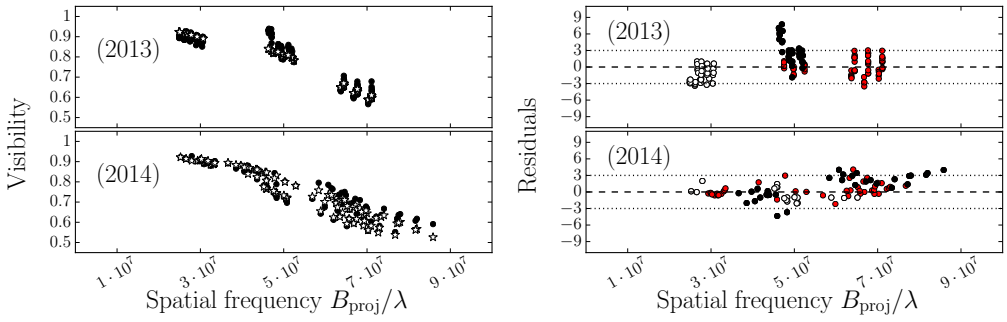


Figure 7.12 – À gauche, la visibilité en fonction du module de la fréquence spatiale. Les points noirs indiquent les mesures et les points blancs sont les visibilités extraites à partir du modèle RvZ plus le disque de matière qui entoure Achernar. À droite, les résidus de visibilité en unités de l'erreur sur la mesure. Les points blancs indiquent les mesures sur l'axe équatorial, les points noirs ceux sur l'axe polaire, et les points rouges les mesures intermédiaires.

7.4.4 Les publications sur Achernar

Les travaux de reconstruction d'image réalisés à partir des données PIONIER d'Achernar mon permis de participer jusqu'à présent à deux publications. L'intégralité des publications est présentée en An. D.

L'article A&A 2014

Le titre de l'article est : *The environment of the fast rotating star Achernar, III Photospheric parameters revealed by the VLTI* (Domiciano de Souza et al., 2014). L'objectif de cette collaboration était de réaliser une image d'Achernar à partir des données PIONIER 2011 et 2012 et de la comparer avec le modèle RvZ développé par Armando. Les objectifs proposés ont été atteints et l'analyse effectuée a exclu la présence d'un disque en formation autour de l'étoile centrale ayant une contribution supérieure à environ 3%, ce qui est la barre d'erreur sur les observations elles-mêmes. Pour les jeux de données 2011 et 2012 nous n'avons donc pas identifié de disque en formation. L'intégralité de l'article se trouve dans la Sec. D.2.

L'article A&A 2016

À partir des données PIONIER d'Achernar observées en 2014, nous nous sommes proposé de faire une nouvelle image et de la comparer à nouveau avec le modèle RvZ. Cette fois-ci, le résultat obtenu était compatible avec un disque circumstellaire en formation. Nous avons complété le travail précédent de façon à pouvoir valoriser ce résultat à travers une publication. Une lettre A&A, ayant comme titre : *Witnessing the disk-formation around Achernar from interferometric imaging*, a été soumise et acceptée en février 2016. Néanmoins, suivant les suggestions du rapporteur, nous avons décidé de resoumettre ce travail sous forme d'article et non plus de lettre. Par rapport à la lettre, l'article en preparation contient aussi la comparaison avec le modèle de D. M. Faes combinant l'étoile et le disque circumstellaire.

L'intégralité de la lettre acceptée se trouve dans la Sec. D.1.

7.5 Le récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux de reconstruction d'images à partir des données VLTI/PIONIER d'Achernar qui a été observée régulièrement entre 2011 et 2014. Nous avons ensuite comparé les images produites avec le modèle de l'étoile elle-même, montrant la présence d'un disque de matière en formation autour de l'objet principal pendant la période 2013-2014. Une comparaison avec un modèle combinant l'étoile et le disque lui-même corrobore l'argument du disque en formation, faisant de

notre travail la première image reconstruite d'un disque en formation autour d'une étoile Be.

Dans le cadre de ma thèse, ce travail m'a permis d'approcher la thématique et les problématiques liées à la reconstruction d'image à partir de données interférométriques. Je me suis formé à l'utilisation de MiRA et des méthodes existant dans le contexte de la reconstruction d'image. En particulier j'ai développé, la méthode Monte Carlo de réglage de l'hyperparamètre.

Ce travail à fait l'objet de deux publications, une déjà parue (Domiciano de Souza et al., 2014) et l'autre, actuellement en révision.

Chapitre 8

Analyse polychromatique et cinématique sur η Carinae

8.1 Introduction 160
8.1.1 La courbe de luminosité 161
8.1.2 Les structures d'η Carinae 162
8.1.3 Les questions ouvertes 167
8.2 Les observations et les données 167
8.2.1 Le journal des données 167
8.2.2 La description des données 170
8.3 La reconstruction d'image d'η Car 179
8.3.1 La couverture (u, v) et la PSF associée 180
8.3.2 La procédure de reconstruction 181
8.3.3 L'image reconstruite d'η Car 186
8.3.4 Le rapport Signal sur bruit de l'image 189
8.4 L'image reconstruite par coupes spectrales . . . 189
8.5 Le spectre local d'η Car 190
8.6 Le photocentre différentiel d'η Car 193
8.7 Le modèle du photocentre différentiel 197
8.8 Le récapitulatif 208

Dans ce chapitre, nous présentons le travail de reconstruction d'image de l'étoile η Carinae et de son environnement proche à partir de données interférométriques AMBER. La Sec. 8.1 introduit le contexte astrophysique et les particularités de l'étoile η Car et de son environnement. Nous présentons les jeux de données et les mesures que nous avons utilisées dans la Sec. 8.2. La procédure de reconstruction d'image polychromatique et le cube d'images reconstruit est détaillé dans la Sec. 8.3 et dans la Sec. 8.4. La Sec. 8.5 présente les spectres et les flux intégrés extraits directement du cube d'image reconstruit. Nous présentons le comportement du photocentre

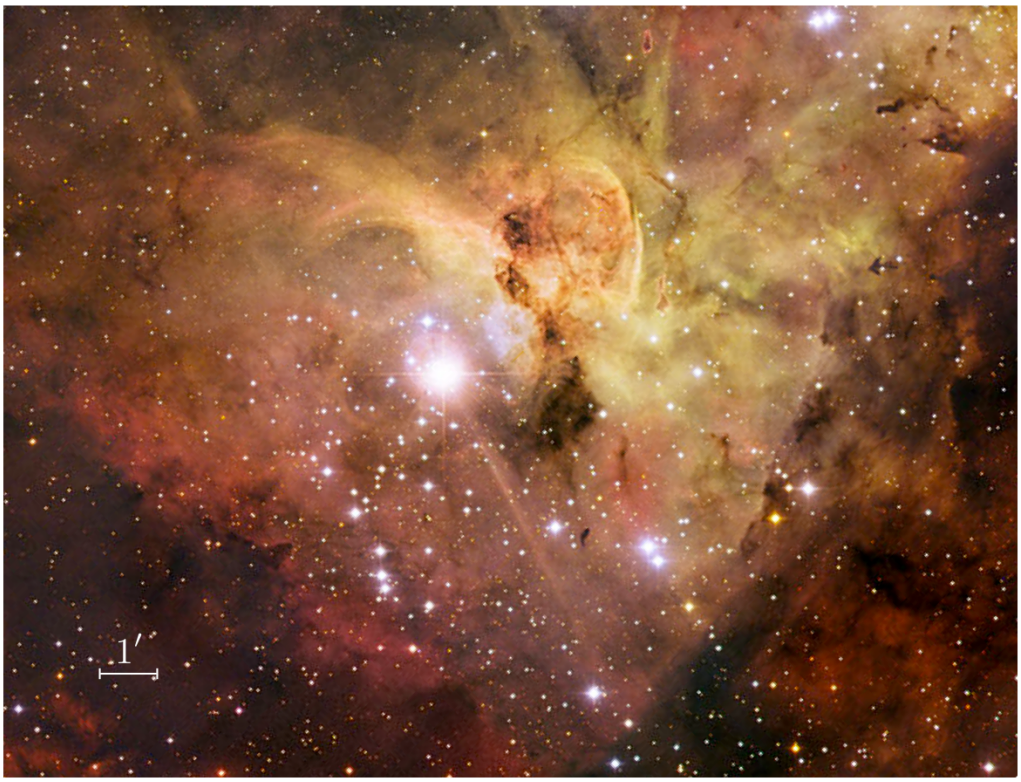


FIGURE 8.1 – Nébuleuse de la Carène (NGC3372) - ESO/IDA/Danish 1.5 m/R.Gendler, J-E. Ovaldsen, C. Thone et C. Feron.

différentiel dans la Sec. 8.6. La Sec. 8.7 présente une étude préliminaire qui nous permet de faire des considérations qualitatives sur le nombre et le type de structures qui composent l'objet. L'ensemble du travail est ensuite résumé à la fin du chapitre, dans la Sec. 8.8.

8.1 Introduction

η Carin (HD 93308), précédemment connue comme η Argus, η Navis ou η Roboris Caroli, est un des objets les plus remarquables et énigmatiques de la Voie lactée. Il est si particulier et passionnant que l'on l'appelle familièrement *"Eta"* (Davidson & Humphreys, 1997). Avec une luminosité de $L \sim 5 \times 10^6\ L_\odot$ et une masse globale probablement supérieure à 100 $M_\odot$, η Car est parmi les étoiles les plus brillantes et massives de notre galaxie (Andriesse et al., 1978). η Car fait partie de l'amas d'étoiles de Trumpler 16 dans la nébuleuse de la Carène, présentée en Fig. 8.1 et se trouve à une distance de 2.3 ± 0.1 kpc, ou bien 7500 années-lumière (Walborn, 1973; Smith, 2006), assez proche pour être observée et étudiée en détail.

Pour ses caractéristiques de luminosité, masse, structures environnementales, η Car est considérée l'une des cibles privilégiées pour des observations multi-longueurs d'onde dans le but de mieux comprendre l'évolution des

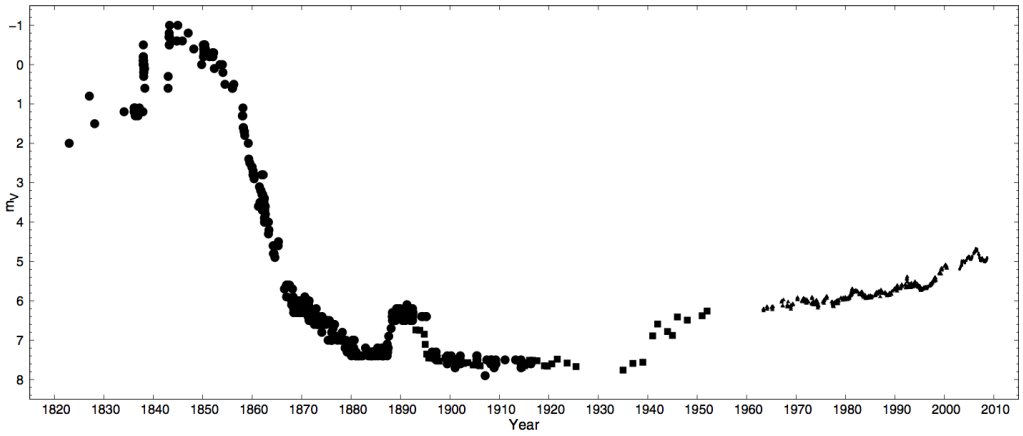


Figure 8.2 – Courbe de luminosité d'η Car à partir de 1820 jusqu'à 2008. Les points indiqués avec des ●, ■, ▲ et • correspondent respectivement à des observations visuelles, photographiques, photoélectriques et CDD (Fernández-Lajús et al., 2009).

étoiles très massives.

Classifiée en tant qu'étoile variable bleu et lumineuse (en anglais : Luminous Blue Variable, LBV), η Car est proche de la limite d'Eddington (Humphreys & Davidson, 1979) et se trouve dans un stade évolutif caractérisé par une courte durée avec des phases de forte perte de masse et d'éjection des couches externes de l'étoile, cela avant d'entrer dans la phase suivante de Wolf-Rayet. η Car a une histoire de très forte variabilité et explosivité sporadique documentée sur les derniers siècles (Frew, 2004).

Parmi les LBVs fameuses, nous trouvons η Car et P-Cygni dans notre galaxie et S Doradus dans le Grand Nuage de Magellan (Conti, 1984). Typiquement, la variabilité de luminosité pendant la phase explosive de LBV s'étend d'une à plusieurs magnitudes. Celle-ci peut durer de quelques mois à quelques décennies et entraîner des pertes de masse supérieures à une masse solaire avec des pics de brillance comparables à une explosion de supernova. Les phases éruptives sont irrégulières avec des longues périodes de quiescence. Les LBVs montrent une haute irrégularité dans leur variabilité et chacune des éruptions individuelles peut être semblable ou très différente des autres (Humphreys & Davidson, 1994).

8.1.1 La courbe de luminosité

La première personne qui observa la variabilité d'η Car au dix-neuvième siècle fut un explorateur et naturaliste nommé William Burchell. Dans une lettre envoyée le 17 juillet 1827 Il commenta ainsi sa surprenante observation : *"Je suis curieux de savoir si personne n'a jamais remarqué que l'étoile η Navis, qui est indiquée étant de quatrième magnitude, est maintenant de première magnitude, ou comparable à α Crucis"* (Herschel, 1847).

La Fig. 8.2 présente la courbe de luminosité d'η Car sur une période allant de 1880 jusqu'à nos jours (Fernández-Lajús et al., 2009; Frew, 2004).

Au début de 1837, Eta devint le prototype d'une fausse supernova (en anglais : supernova impostor), avec une énergie dégagée comparable à celle d'une vraie explosion de supernova entraînant une éjection de matière de plus de $10M_{\odot}$ (Smith et al., 2003). La luminosité d'η Car augmenta soudainement atteignant probablement une magnitude visuelle d' environ $V \sim -1$, avant de diminuer de façon régulière de 0.6 magnitudes par an. Cette période correspond à une violente explosion appelée *"la grande éruption"* (en anglais : the Great Eruption, GE). Pendant deux décennies, η Car a été parmi la douzaine d'étoiles les plus brillantes du ciel, avec Sirius et Canopus.

Un deuxième événement remarquable, appelé *"éruption de Lesser"* (en anglais : the Lesser Eruption, LE), a eu lieu entre 1887 et 1895 quand l'étoile atteignit les $V \sim 6.2$ magnitudes visuelles (Ishibashi et al., 2003). La luminosité d'η Car resta stable jusqu'à 1895 quand elle diminua rapidement jusqu'à $V \sim 7.5$ magnitudes visuelles.

Depuis 1940, la luminosité d'η Car augmente atteignant un maximum de $V \sim 4.7$ en 2006. À présent, la luminosité s'est stabilisé autour de $V \sim 5$. En 1996, Damineli (1996) découvrit une variation spectroscopique corrélée avec les observations photométriques en proche infrarouge (en anglais, Near Infrared, NIR) qui montrait une cyclicité d'environ 5.5 années. Il prédit alors un événement en 1998 qui sera observé dans toutes les longueurs d'onde (Ishibashi et al., 1999), ce qui soutient l'hypothèse de l'existence d'un compagnon.

Actuellement, les contours de la nébuleuse qui entourent η Car sont facilement observables avec un petit télescope. Dans un futur assez proche, cette nébuleuse continuera à se disperser laissant ainsi l'étoile centrale visible au travers de la nébuleuse. Cela, bien entendu, si d'autres éruptions ne se produisent pas (Davidson et al., 2005). Le futur d'η Car reste en tout cas imprévisible et devrait être surveillé avec grand intérêt.

8.1.2 Les structures d'η Carinae

L'histoire turbulente d'η Car et de ses pertes de masse récentes est visible par les structures complexes de son environnement et de la nébuleuse qui l'entoure. Le Tab. 8.1 résume les paramètres d'intérêt d'η Car et de son environnement en indiquant leurs références.

La nébuleuse de l'Homunculus

Observée aux alentours de 1950, la structure nébuleuse qui entoure η Car a été baptisé "Homunculus" (H) et décrite par E. Gaviola comme ressem-

Tableau 8.1 – Paramètres d'η Car et de son environnement.

Objet	Paramètre	Valeur	Référence
η_A Car	distance	2.3 kpc	Walborn (1973)
	M	$\sim$100$M_\odot$	Davidson & Humphreys (1997)
	L	$5\times10^6 L_\odot$	Andriesse et al. (1978)
η_B Car	L	$1\times10^{5-6} L_\odot$	Mehner et al. (2010)
	T_{eff}	$\sim 4\times10^4$	Verner et al. (2005)
	P	2022.7±1.3 days	Damineli et al. (2008b)
	e	0.9	Corcoran (2011)
H	formation	$\sim$1843	
	surface	20″	Davidson et al. (2001)
	M éjection	$\sim$10-20 $M_\odot$	Smith (2006)
	L éjection	$4\times10^6 L_\odot$	Smith et al. (2003)
	V éjection	$\sim$650 km s^{-1}	Davidson et al. (2001)
LH	formation	$\sim$1890	
	surface	2″	Ishibashi et al. (2003)
	V expansion	$\sim$300 km s^{-1}	-
Nébuleuse extèrne	formation	$\sim$1500	
	V expansion	1000 km s^{-1}	Walborn et al. (1978)
Weigelt Knots	distance	$\sim$800 AU	Weigelt et al. (1995)
	V expansion	$\sim$50 km s^{-1}	Weigelt et al. (2007)

blante à *un homme grassouillet avec la tête en direction du nord-ouest, les jambes en face et les bras rabattus sur son corps.* (Thackeray, 1949; Gaviola, 1950).

En Fig. 8.3, deux images de la nébuleuse de l'Homunculus sont présentés. À gauche, une image faite avec la Wide Field and Planetary Camera 2 du Hubble Space Telescope (WFPC2/HST) en comparaison avec l'image, à droite, de la plaque photographique originale de Gaviola (1950).

l'Homunculus est principalement une nébuleuse par réflexion produite par la matière éjectée pendant la grande éruption (Humphreys & Davidson, 1994; Smith, 2006). La poussière présente dans la nébuleuse absorbe la plupart du flux optique et UV de l'étoile et le réémet ensuite aux longueurs d'onde infrarouges avec une luminosité de $4\times10^6 L_\odot$. Pour cette raison, η Car est la source la plus brillante du ciel de 10 à 20 μm (Westphal & Neugebauer, 1969). La radiation infrarouge thermique est particulièrement intéressante pour étudier la structure interne de la nébuleuse qui est obscurée aux longueurs d'onde plus courtes par la forte extinction produite par la poussière elle-même.

La nébuleuse de l'Homunculus a une structure bipolaire de plusieurs masses solaires, $\sim 10-20$ $M_\odot$ (Smith, 2006), en expansion à une vitesse supérieure à 650 km s^{-1} (Meaburn et al., 1987; Davidson et al., 2001). Actuellement, ses lobes recouvrent une région du ciel d'environ 20″, 4.5 $\times10^4$ UA (Davidson et al., 2001).

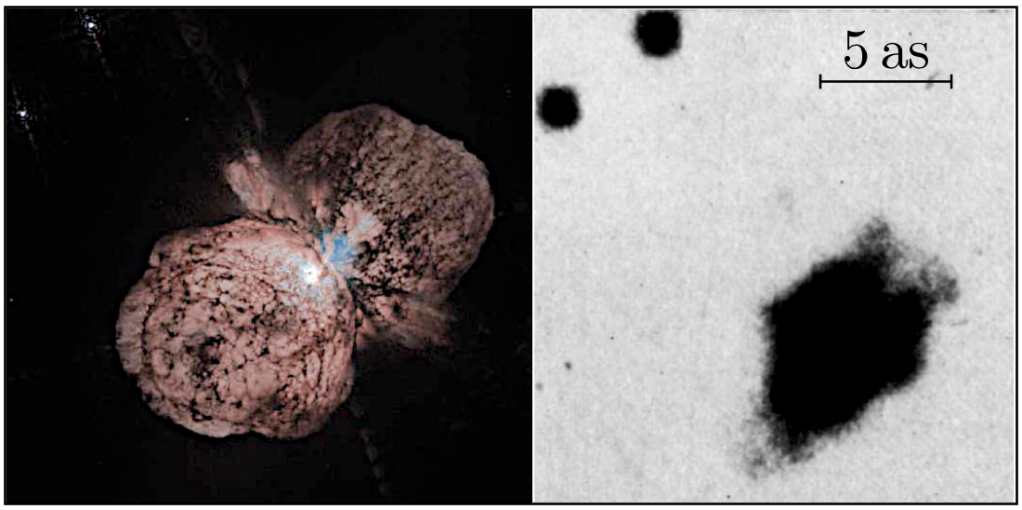


FIGURE 8.3 – Deux images optiques de la nébuleuse de l'Homunculus. À gauche, une image du HST (Jon Morse, Université du Colorado et NASA, Morse et al. (1998)). À droite, la plaque photographique originale de Gaviola (1950) montrant la nébuleuse avec une forme ressemblante à "un homme grassouillet (Homunculus)".

De nos jours, nous ne connaissons pas encore les causes de la grande éruption qui est à l'origine de la nébuleuse de l'Homunculus. Plusieurs hypothèses ont été formulés. Smith (2011) a proposé un scénario de violente collision au moment du passage au périastre d'un compagnon qui aurait pu ainsi, produire une grande explosion avec la dispersion des couches externes de l'étoile.

Les nœuds de Weigelt

La source centrale a été étudié en utilisant l'interférométrie des tavelures (en anglais, Speckle interferometry) premièrement dans le visible par Weigelt & Ebersberger (1986); Hofmann & Weigelt (1988) et plus tard en infrarouge par Chesneau et al. (2005) mettant en évidence la complexité de la région proche quelques arcsecondes d'η Car. Une série d'objets compacts entre $0''1$ et $0''3$ au nord-ouest de l'étoile ont été identifiés. Ces objets, baptisés nœuds de Weigelt, sont étonnement brillant avec des vitesses relativement lentes, $\sim$50 km s^{-1}.

Dans les années suivantes, d'autres objets similaires mais moins brillants ont été trouvés. Ces objets appartiennent à la région équatoriale proche d'η Car d'environ 800 UA (Weigelt et al., 1995; Falcke et al., 1996).

La Fig. 8.4 présente les nœuds de Weigelt dans une image du FOC/HST (Weigelt & Ebersberger, 1986). L'image de Weigelt & Ebersberger (1986) montre clairement des structures autour de l'étoile centrale. La lettre A correspond à l'étoile centrale. Les autres lettres indiquent les nœuds de

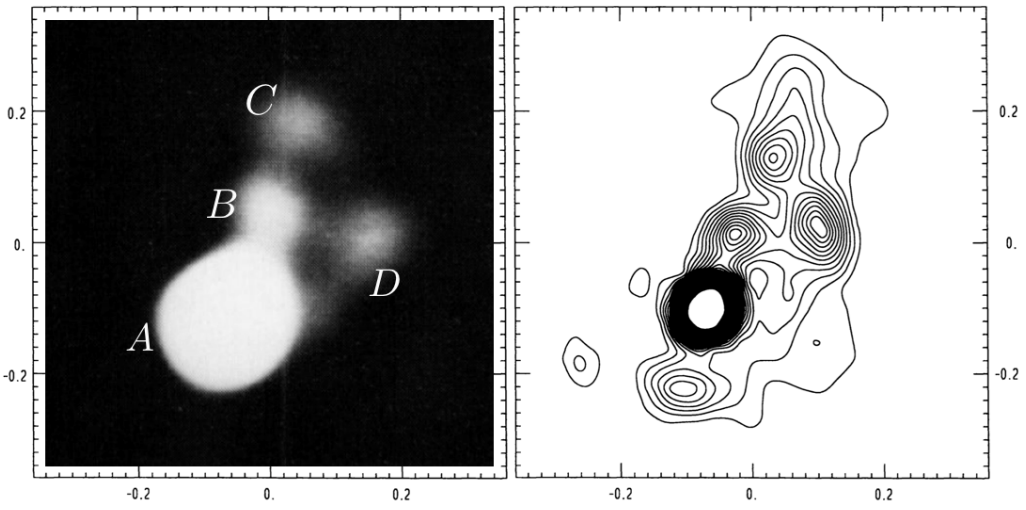


Figure 8.4 – Nœuds de Weigelt. À gauche, l'image qui a permis à Weigelt & Ebersberger (1986) d'identifier les structures plus brillantes. À droite, l'image des contours du FOC/HST Weigelt & Ebersberger (1986). La lettre A correspond à l'étoile centrale. Les autres lettres indiquent les nœuds de Weigelt.

Weigelt.

La petite nébuleuse de l'Homunculus

Une structure interne à la nébuleuse de l'Homunculus a été identifié par Ishibashi et al. (2003) avec une analyse spectrale d'observations obtenues avec le Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) à bord du HST. Cette nébuleuse bipolaire, baptisé "petit Homunculus" (en anglais, Little Homunculus, LH), partage le même axe polaire de l'Homumculus, suggérant une sorte de structure matriochka. Elle s'étend sur un rayon de 2", ∼4600 UA. La vitesse d'expansion de cette structure, d'environ 300 km s^{-1}, varie entre la direction polaire et équatoriale (Ishibashi et al., 2003). Cette nébuleuse pourrait avoir été éjectée quelques décennies après la grande éruption, probablement pendant l'éruption de Lesser.

La couche externe de la nébuleuse

L'existence d'agglomérats de matière à très grande vitesse, $\sim$ 1000 km s^{-1} (Walborn et al., 1978), dans les couches externes de la nébuleuse qui entoure η Car, suggère que l'étoile puisse avoir été objet d'une autre puissante éruption. Celle-ci se serait produite probablement entre le seizième et le dix-neuvième siècle (Morse et al., 2001) et serait la dernière en ordre chronologique avant la grande éruption de 1843.

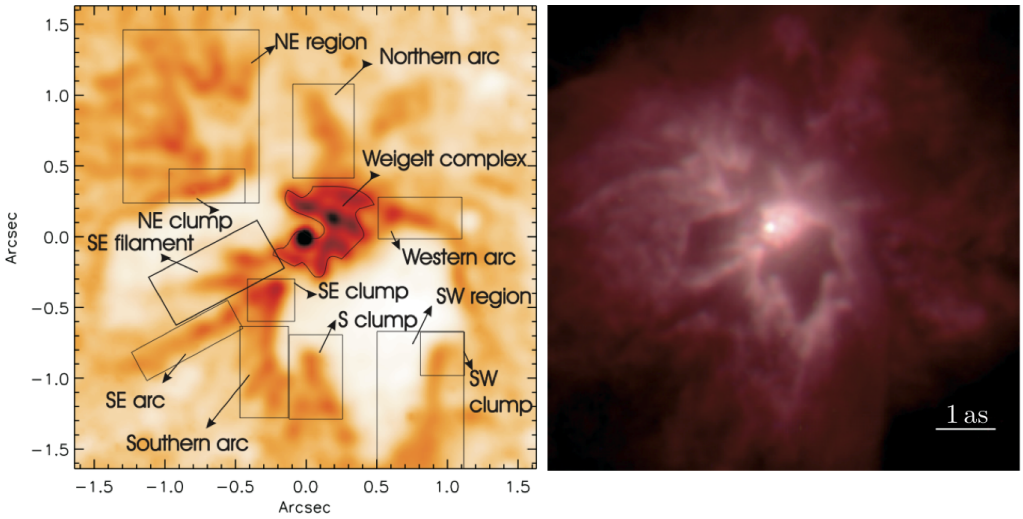


FIGURE 8.5 – La nébuleuse du Papillon proche d'η Car (Chesneau et al., 2005). À droite, une vue grand champ de la nébuleuse. À gauche, une série de détails d'intérêt. En particulier il est possible de reconnaitre la structure complexe des nœuds de Weigelt.

La nébuleuse du papillon

Afin de contraindre spatialement et spectralement le cœur de la nébuleuse, η Car a été observé avec les instruments MIDI (MID-infrared Interferometric instrument) et NACO (Nasmyth Adaptive Optics System) au VLT. Ces observations ont permis de révéler une structure en forme de papillon (en anglais, the Butterfly nebula) dans l'environnement chaud, proche de l'étoile (Chesneau et al., 2005).

La Fig. 8.5 montre l'image optique-infrarouge de la nébuleuse du Papillon. En particulier il est possible de reconnaitre la structure complexe des nœuds de Weigelt.

Le compagnon

La découverte de la cyclicité de 5.5 années dans la courbe de lumière a porté à penser que η Car soit un système binaire (Damineli, 1996; Damineli et al., 1997a). Plusieurs observations faites durant les dernières deux décennies soutiennent l'hypothèse de la présence d'un compagnon η_B Car (Damineli et al., 1997b; Ishibashi et al., 1999; Damineli et al., 2000, 2008b,a; Corcoran, 2011), bien que, jusqu'à présent, il n'ait jamais été observé directement.

Le système est composé de deux étoiles massives évoluées. Le compagnon, η_B Car, est la source principale de rayonnement ionisant (Damineli et al., 1997a). Cet effet de photoionisation observé sur les nœuds de Weigelt a permis de contraindre la température, $T_{\rm eff} \sim 37000 - 43000$ K (Verner

et al., 2005), et la luminosité, L$\sim 1 \times 10^{5-6}$L$_\odot$ (Mehner et al., 2010) du compagnon.

La courbe de lumière issue d'observations aux longueurs d'onde X a révélé l'existence de très fortes interactions entre les vents stellaires (en anglais, wind-wind collision, WWC) dégagés par les deux étoiles (Corcoran, 2005; Henley et al., 2008).

Les paramètres orbitaux de η_B Car ont été contraints par Damineli et al. (2008b); Mehner et al. (2010) ; la période orbitale est de P$= 2022.7 \pm 103$ jours, la phase 0 correspondante au moment du passage au périastre est JD 245 2819.8.

8.1.3 Les questions ouvertes

Bien que beaucoup d'avancements aient été fait dans l'étude d'η Car, la compréhension des mécanismes et de la physique de cette étoile demeure incomplète. Plusieurs questions sont encore ouvertes.

- Quel est le mécanisme à la base des éruptions si violentes observées le long de l'histoire d'η Car ? les interactions entre les deux étoiles de ce système binaire peuvent-elles expliquer cela ?
- Quel est le mécanisme à la base de la symétrie des éjections de matière bipolaire ?
- Quelle est l'origine des nœuds de Weigelt et pourquoi y a-t-il de la matière à basse vitesse dans la zone équatoriale ?
- Quel est le mécanisme et la dynamique de l'éjection de poussière dans la région proche de l'étoile ? L'éjection de matière est-elle continue ou reliée à l'interaction vent-vent entre η Car et son compagnon ?

8.2 Les observations et les données

8.2.1 Le journal des données

Dans le but de résoudre sans ambiguïté l'environnement proche d'η Car, nous avons été chercher, dans l'énorme base des données de l'observatoire européen austral (en anglais, European Southern Observatory, ESO), des observations récentes d'η Car qui nous permettent de faire de la reconstruction d'image multi-longueurs d'onde. En particulier, nous nous sommes concentrés sur une série d'observations interférométriques effectuées entre 2008 et 2014 avec l'instrument Astronomical Multi BEam Recombiner au foyer du Very Large Telescope Interferometer (AMBER/VLTI, Petrov et al. (2007)) au Chili (voir Sec. 2.9). Aux latitudes chiliennes, η Car se révèle être observable pendant plusieurs mois de l'année.

La Fig. 8.6 représente de façon graphique l'ensemble des données, détaillés dans le Tab. B.1 en An. B. Les traits noirs et les traits rouges cor-

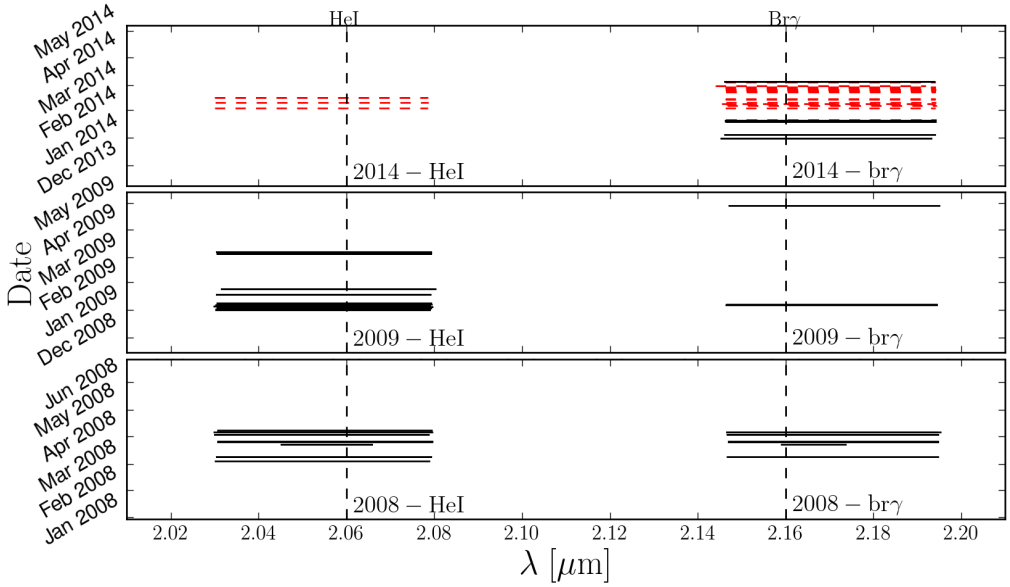


FIGURE 8.6 – Visualisation de l'ensemble des données d'η Car prise en considération. Nous regroupons les données en six séries en fonction de la raie observée et de l'année, (HeI ou Brγ et 2008, 2009 ou 2014). Les traits noirs et rouges indiquent respectivement les mesures calibrées et les mesures non calibrées. Le détail du journal des données est présenté dans le Tab. B.1.

respondent respectivement aux données qui ont pu être calibrées avec une étoile de référence et aux données pour lesquelles la calibration n'a pas pu être faite. L'ensemble des données AMBER en mode HR entre 2008 et 2014 à disposition dans la base de données ESO a été réduit [1] en utilisant le logiciel amdlib version 3.08 distribué par JMMC (Tatulli et al., 2007). η Car a été observé dans les deux raies HeI 2.059 μm et Brγ 2.166 μm.

La visualisation de l'ensemble des données nous permet d'identifier facilement six séries d'observations dans une même période et raie spectrale (2008-HeI, 2008-Brγ, 2009-HeI, 2009-Brγ, 2014-HeI, 2014-Brγ).

La couverture des fréquences spatiales (u, v) relatives aux différentes séries d'observations est présenté en Fig. 8.7. Ici aussi, les points noirs et rouges identifient respectivement des mesures calibrées et des mesures non calibrées.

En particulier, la campagne d'observation de l'hiver 2013-2014 nous a mis à disposition une très grande quantité de données de la raie Brγ, ce qui nous donne une couverture du plan (u, v) assez étendue plus ou moins uniforme. Nous avons donc décidé de concentrer nos efforts sur l'étude de la série d'observations 2014-Brγ pour reconstruire une image multi-longueur

1. Le travail de réduction des données AMBER d'η Car a été réalisé par A. Spang du Laboratoire Lagrange.

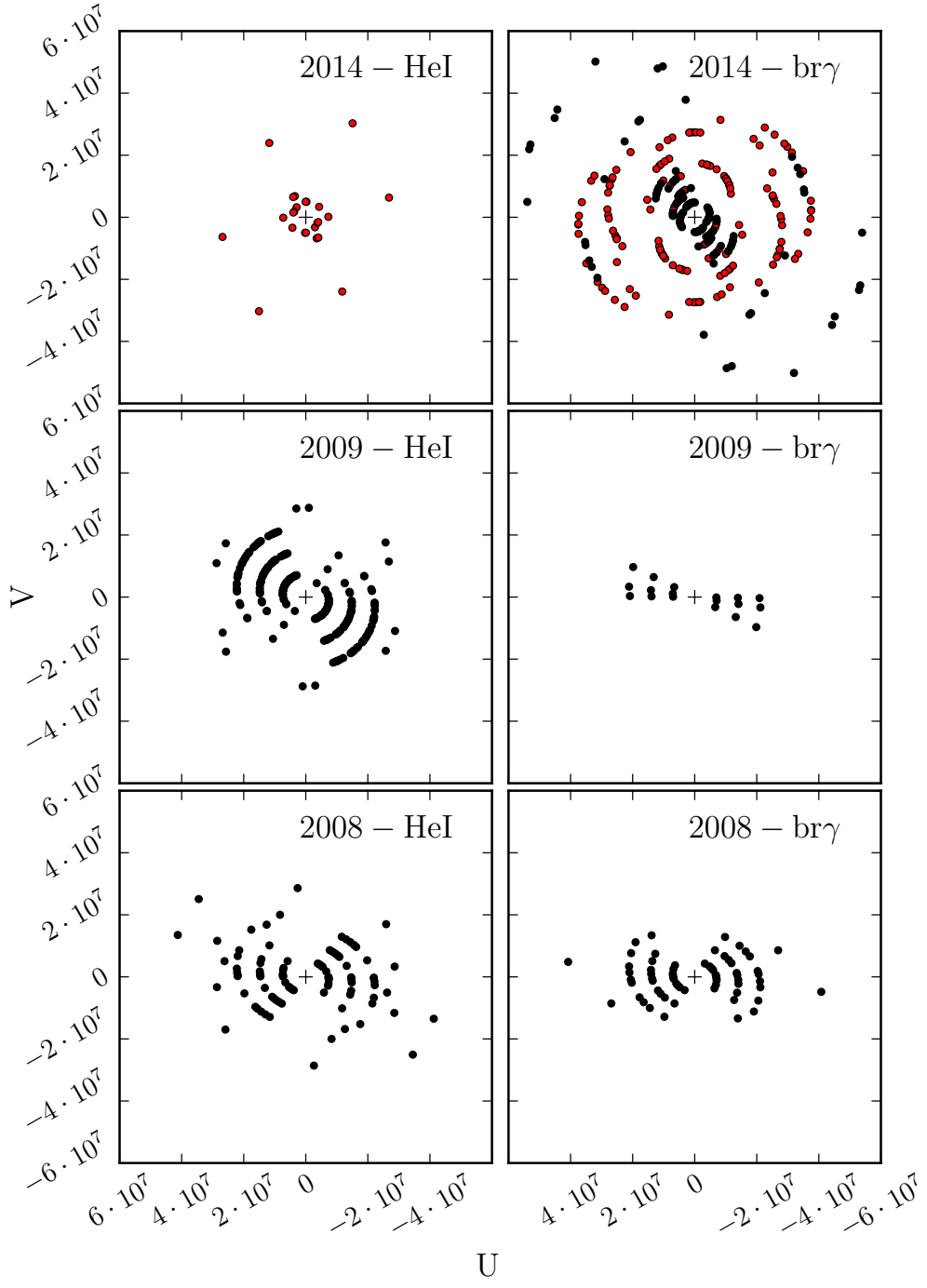


Figure 8.7 – Couverture des fréquences spatiales (u, v) pour les différentes séries de mesures. Les traits noirs et rouges indiquent respectivement les mesures calibrées et les mesures non calibrées.

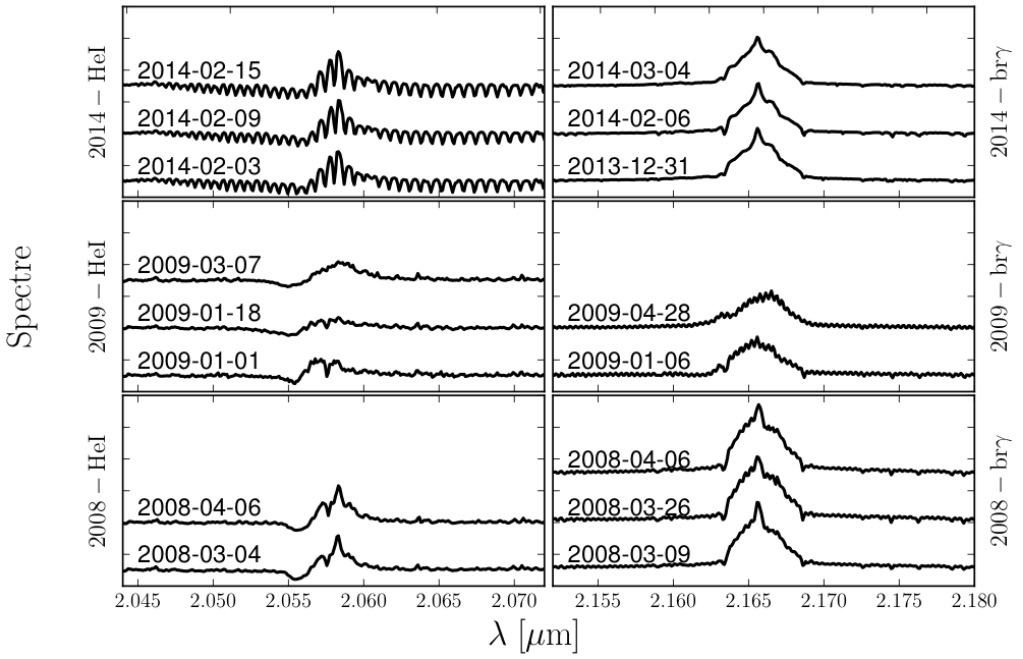


Figure 8.8 – Spectres normalisés d'η Car. Pour chaque série de mesures, ici présentés, un spectre au début, un au milieu, et un à la fin de la période d'observation. Nous avons ajouté un décalage entre les différents spectres pour faciliter la visualisation. Sur le set de données 2014-HeI, aucune calibration spectrale n'a été possible par manque de mesure sur un objet calibrateur.

d'onde d'η Car. La raison de ce choix est qu'en 2014 nous disposons de nombreuses observations et que celles-ci n'avaient jamais étés étudiés quand nous avons commencé.

8.2.2 La description des données

La variabilité spectrale

La Fig. 8.8 présente les spectres normalisés d'η Car pour chaque série d'observations. Nous avons décidé de visualiser un spectre au début, un au milieu, et un à la fin de chaque série d'observations, ceci pour mettre en évidence la variabilité spectrale sur l'intervalle de temps entre la première et la dernière observation. Chaque spectre a été normalisé de façon que le continu soit à 1. Nous avons ajouté un décalage entre les spectres pour éviter qu'ils se chevauchent, gênant la lecture de la figure.

Une calibration des spectres de l'HeI a été nécessaire pour réduire la contribution très forte des raies telluriques, qui, à cette longueur d'onde, est très gênante. Pour chaque spectre de l'objet S_η nous avons cherché le spectre d'un calibrateur S_c observé le même soir.

Nous calibrons le spectre avec une loi empirique qui nous permet de

réduire la contribution des raies atmosphériques. Le spectre calibré S'_η est calculée ainsi

$$S'_\eta = \frac{S_\eta}{S_c + b} \cdot (1 + b), \tag{8.2.1}$$

où le paramètre de calibration b, qui est réglé à la main, permet une calibration plus fine dans le but de réduire le plus possible la taille des raies telluriques bien visibles dans la partie continue du spectre. Pour le set de données 2014-HeI, aucune calibration spectrale n'a été possible parce que nous n'avons pas de calibrateur observé les nuits d'intérêt parmi les données dont nous disposons. Aucune calibration des spectres de la raie de Brγ n'a été nécessaire.

En observant la Fig. 8.8, on peut remarquer qu'il y a de la variabilité spectrale sur les séries de mesures de l'année 2009. Par contre, la série relative à l'année 2014, que nous avons retenue pour notre travail de reconstruction d'image, peut être considérée comme assez stable sur la période de temps d'observation.

Le centrage du spectre 2014-Brγ

Afin de pouvoir identifier des structures en mouvement autour de l'objet central, nous vérifions si le spectre est correctement centré. Nous voulons évaluer quel est le décalage spectral dû au mouvement intrinsèque entre l'objet et l'observateur sur Terre, ceci dans le but d'associer correctement une échelle de vitesse radiale en fonction de la longueur d'onde. Sachant que le décalage spectral $\Delta\lambda$ induit par un déplacement de la source par rapport à l'observateur à la vitesse v est égal à $\Delta\lambda = \lambda \cdot v/c$ où c est la vitesse de la lumière, nous pouvons calculer la longueur d'onde effective à laquelle se trouve la raie Brγ. En absence de mouvement relatif, la raie Brγ, est égal à $\lambda_{\mathrm{Br}\gamma} = 2.1655\ \mu$m.

η Car s'éloigne du soleil à une vitesse de 25 km s^{-1} (Simbad). À cela il faut rajouter le terme de vitesse dû à la révolution de la Terre autour du Soleil. Cette correction, se calcule en fonction des coordonnées de l'objet et de la date d'observation et a été estimé être entre 9 et 14 km s^{-1}, en éloignement d'η Car. La vitesse entre la source et l'observateur est donc comprise entre 34 et 39 km s^{-1}, ce qui correspond à une longueur d'onde corrigée de Brγ égal à

$$\lambda^{\mathrm{corr}}_{\mathrm{Br}\gamma} = \lambda_{\mathrm{Br}\gamma} \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right) = 2.16524 \pm 0.00002\,\mu m \tag{8.2.2}$$

Afin de vérifier qu'il n'y a pas de décalage spectral dans la mesure de spectre, nous avons identifié la position d'une série de raies atmosphériques de H_2O [2] présente dans le spectre. Nous considérons 4 raies moléculaires

2. Les raies moléculaires atmosphériques sont disponibles sur le site *www.spectralcalc.com*

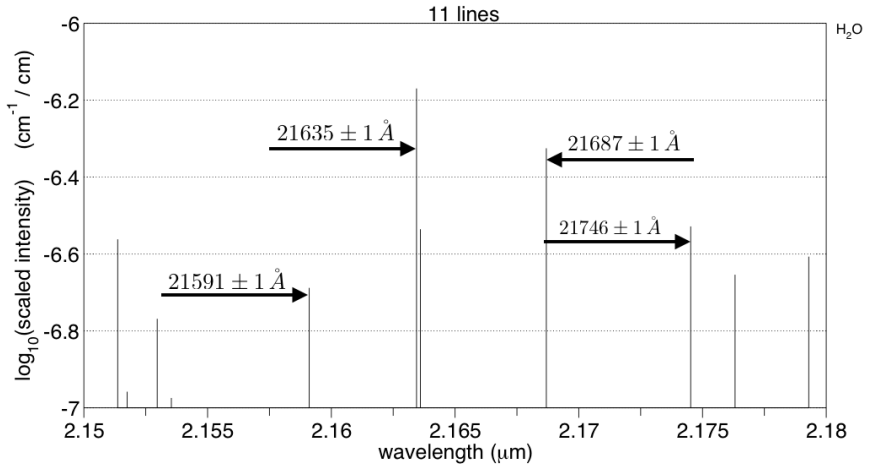


FIGURE 8.9 – Ensemble de raies moléculaires atmosphériques de H_2O parmi lesquelles nous en avons choisi quatre pour avoir une référence sur le spectre d'η Car.

d'eau, respectivement à $\lambda_0 = 21591 \pm 1$, $\lambda_1 = 21635 \pm 1$, $\lambda_2 = 21687 \pm 1$, et $\lambda_3 = 21746 \pm 1$.

La Fig. 8.9 indique l'ensemble des raies de H_2O parmi lesquelles nous avons choisi les quatre raies de référence.

La Fig. 8.10 présente le spectre d'η Car avec les raies moléculaires de référence. Celles-ci se superposent correctement au spectre. Aucun décalage remarquable n'est présent. La ligne pointillée rouge identifie la longueur d'onde λ_k correspondant à une vitesse de 50 km s^{-1}, compatible avec les nœuds de Weigelt (Weigelt et al., 2007). Le pic dans le spectre à 50 km/s est la signature des nœuds de Weigelt.

Les composantes du spectre 2014-Brγ

La Fig. 8.11 présente le détail du spectre dans la raie Brγ d'η Car normalisé pour la nuit du 01/01/2014.

L'analyse du spectre met en évidence la présence de plusieurs parties, que l'on retrouve dans la littérature, issues de la complexité de l'objet étudié. Une première composante, large et au sommet plat, $\pm 500\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$, est due au vent stellaire de l'étoile centrale (Smith et al., 2004). On peut remarquer que cette composante est légèrement asymétrique, avec la partie gauche convexe et la partie droite concave, comme noté par Weigelt et al. (2007).

Au sommet de la première contribution, une seconde composante, bien plus étroite que la première, $\pm 50\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$, est due aux nœuds de Weigelt (Weigelt et al., 2007). Cette composante a pu être observée grâce au champ de vue des ATs de 250 mas, suffisamment large pour englober les nœuds de Weigelt à une distance de l'ordre de 100 mas. Cette signature spectrale spécifique, en effet, n'est pas présente dans les données AMBER de Weigelt

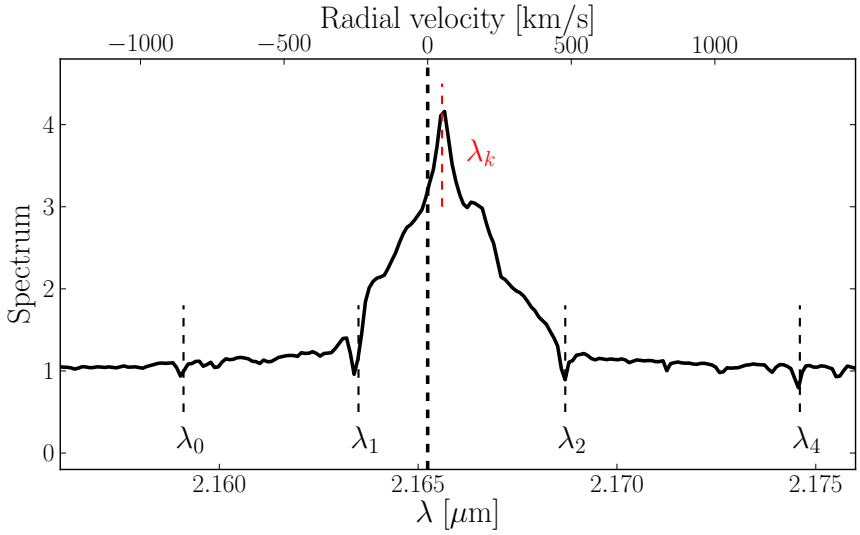


FIGURE 8.10 – Spectre d'η Car. Celui-ci ne présente pas de décalage remarquable par rapport aux raies moléculaires atmosphériques de H_2O utilisées comme références. La ligne pointillée en noir indique la longueur d'onde de Brγ corrigée, correspondantes donc à la vitesse radiale égale à zéro. Le pique correspondant à λ_k, longueur d'onde relative à une vitesse de 50 km s^{-1}, est très probablement la signature des nœuds de Weigelt.

et al. (2007) à cause de champ de vue plus étroit des UTs de 60 mas, utilisé pour leurs observations.

Une troisième composante, faible et à très haute vitesse $\pm 1000\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$, est présenté dans les deux directions, en décalage vers le rouge et vers le bleu. Cette dernière composante, bien visible dans l'agrandissement du spectre dans la partie basse de la Fig. 8.11, était présente dans le papier de Weigelt et al. (2007) mais n'a pas été discutée.

Le continu des données 2014-Brγ

La Fig. 8.12 montre la visibilité en fonction de la fréquence spatiale et la clôture de phase présentées pour quatre différentes longueurs d'onde à travers la raie Brγ et le continu. Les longueurs d'onde choisies sont les mêmes que celles présentées dans le travail de Weigelt et al. (2007) : le continu (2.1669 μm), la partie gauche de la raie (2.1635 μm), la raie Brγ (2.1661 μm) et la partie droite de la raie (2.1674 μm).

Dans le but de comparer les données 2014 avec les observations AMBER 2004/2005 présentées dans le papier de Weigelt et al. (2007) nous avons indiqué les deux jeux de données respectivement en noir et en rouge. La ligne noire en pointillés, indique la fonction de visibilité prévue avec le modèle de Hillier et al. (2001). À l'exception d'un point à la fréquence spatiale d'environ 1.3×10^7, les deux jeux de données ne présentent aucune différence

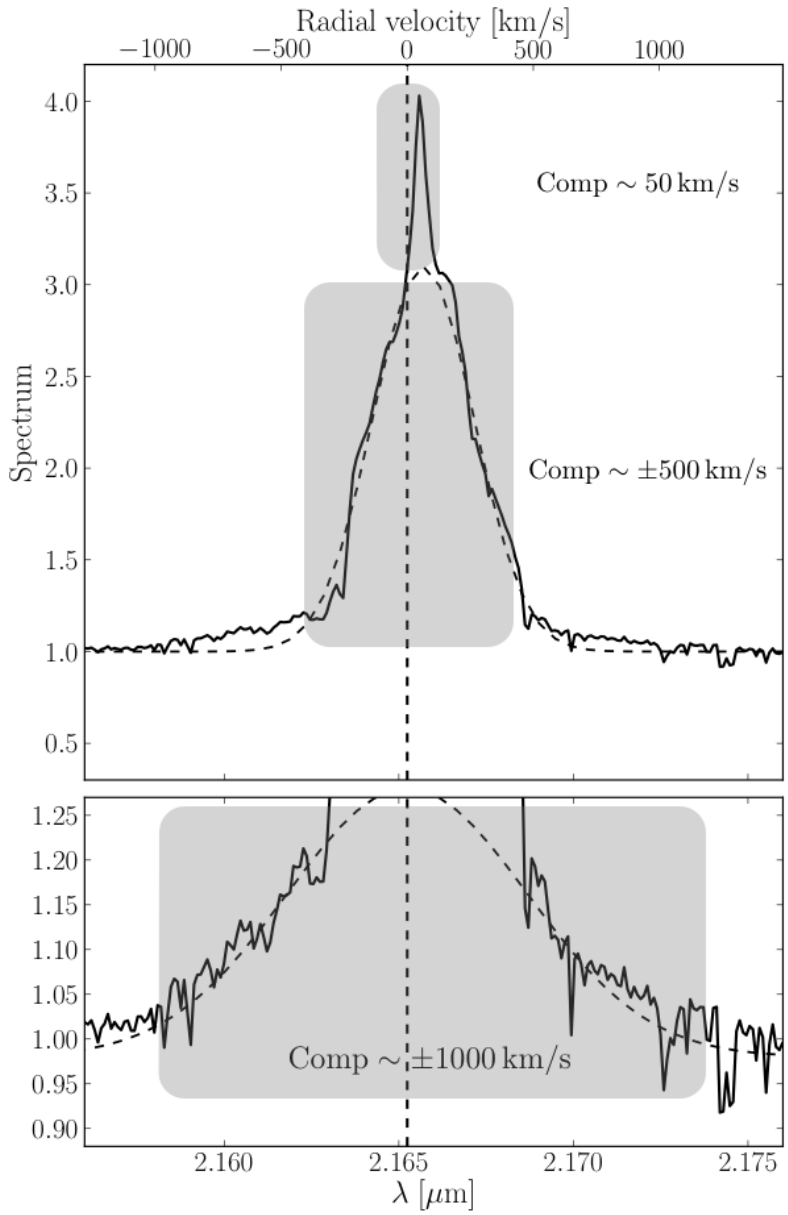


Figure 8.11 – Spectre normalisé d'η Car dans la raie Brγ pour la nuit du 01/01/2014. Le spectre évidence la présence de, au moins, trois composantes : une première large et au sommet plat, $\pm 500\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$, une deuxième très étroite, $\pm 50\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$ et une troisième faible et à très haute vitesse $\pm 1000\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$.

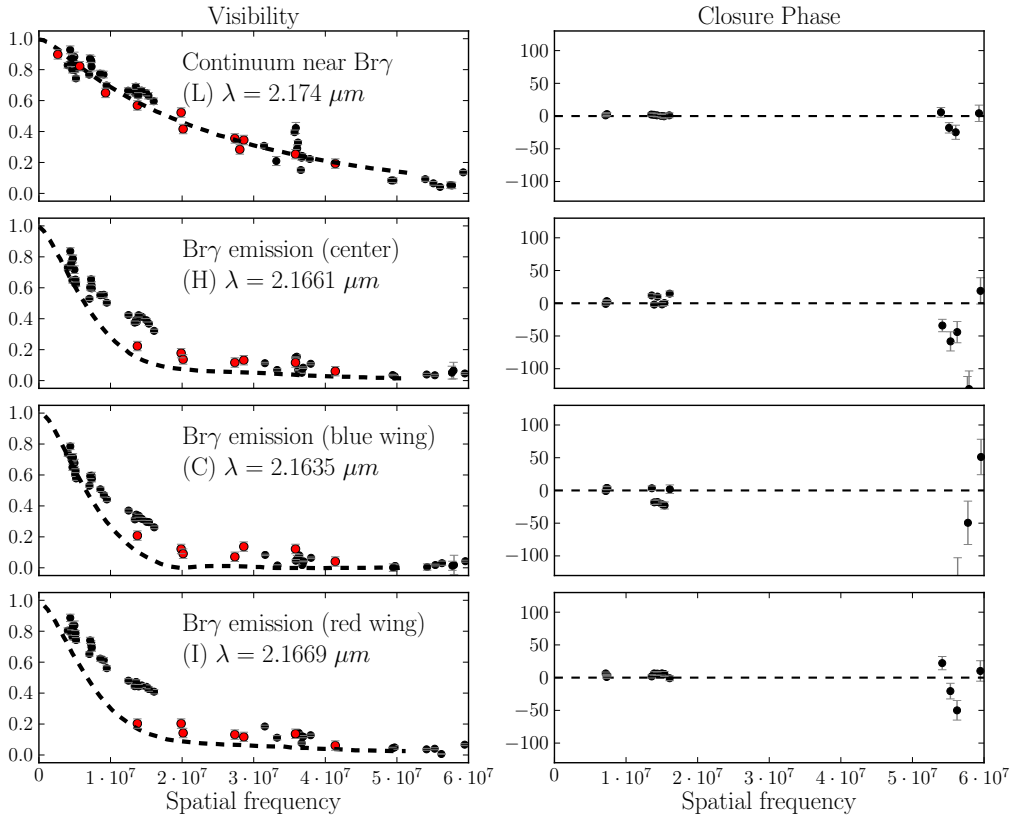


Figure 8.12 – À gauche, visibilités en fonction de la fréquence spatiale pour différentes longueurs d'onde à travers la raie Brγ et le continu. À droite, la clôture de phase en fonction de la longueur d'onde. Du haut vers le bas, respectivement le continue (2.1669 μm), la partie gauche de la raie (2.1635 μm), la raie Brγ (2.1661 μm) et la partie droite de la raie (2.1674 μm). Les points rouges sont indiqués pour comparaison avec le papier de Weigelt et al. (2007). La ligne noire en pointillés, indique la fonction de visibilité extraite à partir du modèle de Hillier et al. (2001).

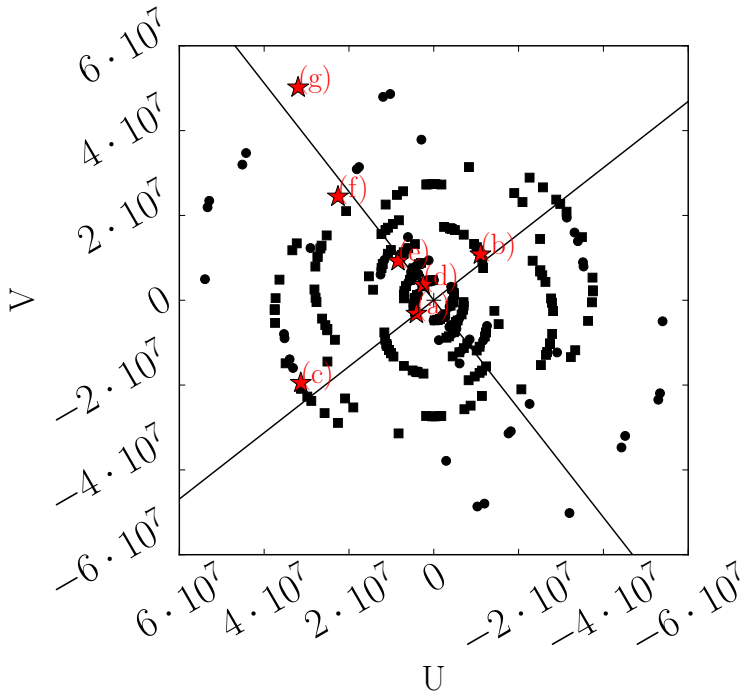


FIGURE 8.13 – Couverture (u, v) des données 2014-Brγ calibrés. Les étoiles rouges indiquent les fréquences spatiales des mesures présentées en Fig. 8.14 et en Fig. 8.15 (voir le Tab. 8.2 pour le détail des bases projetées).

remarquable au bruit près. Le profil de visibilité indique que l'objet est clairement résolu autant dans le continu que dans la raie où sa taille apparaît plus grande que dans le continu.

La raie Brγ des données 2014

En Fig. 8.13 on peut voir le plan des fréquences spatiales (u, v) où sont indiqués les points des mesures qui sont présentées dans la Fig. 8.14 et dans la Fig. 8.15. Le détail des bases sélectionnées est présenté dans le Tab. 8.2. Ces données ont été choisies sur deux axes polaire et équatorial de la nébuleuse bipolaire.

La Fig. 8.14 et la Fig. 8.15 montrent la visibilité, en échelle logarithmique, la phase différentielle en fonction de la longueur d'onde, pour des points choisis respectivement sur l'axe polaire et sur l'axe équatorial de la nébuleuse. Le point (b) correspond à une mesure non calibrée.

Les points choisis sont listés dans le Tab. 8.2 et montrés dans le plan (u, v) en Fig. 8.13.

L'étoile apparaît clairement résolue avec un profil de visibilité plutôt complexe. Ces profils de visibilité dans la raie ne peuvent pas être facilement décrit par des modèles géométriques simples comme pour le continu.

En regardant l'ensemble des données, il est possible de faire quelques

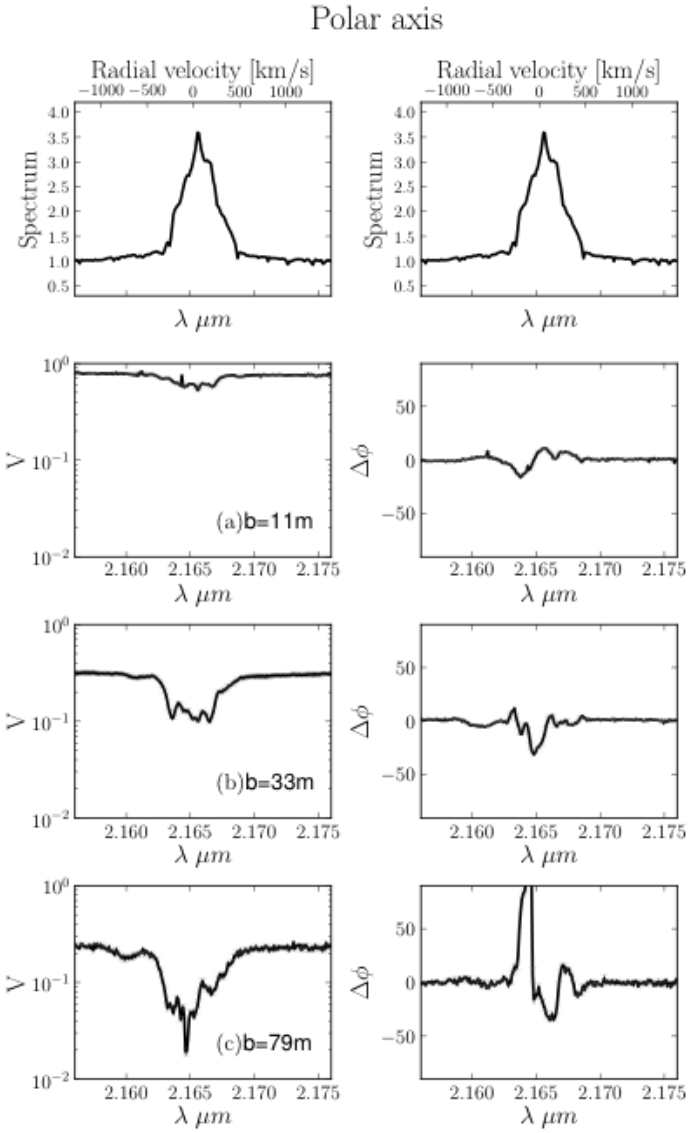


Figure 8.14 – Mesures de visibilité, en échelle logarithmique, de phase différentielle en fonction de la longueur d'onde, pour les points d'observations sur l'axe polaire présentés en Fig. 8.13.

Tableau 8.2 – Récapitulatif des bases projetées relatives aux données présentées en Fig. 8.13.

Axe polaire			Axe équatorial		
(a)	11 m	-37 deg	(d)	9 m	55 deg
(b)	33 m	135 deg	(e)	27 m	47 deg
(c)	79 m	-31 deg	(f)	72 m	47 deg
			(g)	129 m	57 deg

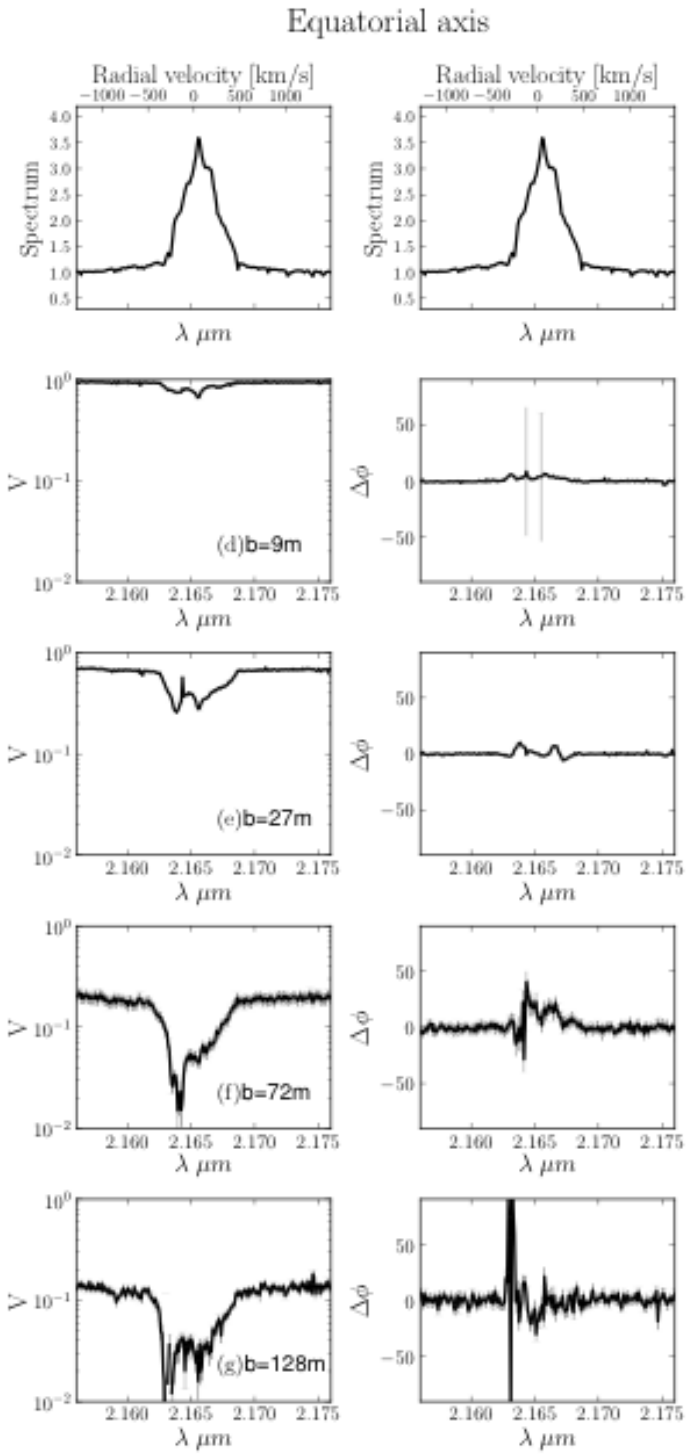


FIGURE 8.15 – Mesures de visibilité, en échelle logarithmique, de phase différentielle en fonction de la longueur d'onde, pour les points d'observations sur l'axe équatorial présentés en Fig. 8.13. Le point (b) corresponds à une observation non calibrée.

remarques générales.

- En premier, la visibilité décroît dans la raie Brγ, ce qui implique que la taille de l'objet soit plus grande dans la raie par rapport au continu.
- La visibilité montre des grandes variations dans la raie, ce qui laisse supposer la présence de composantes relativement compactes en vitesse. L'objet a une structure dynamique très variée et la forme globale de celui-ci varie en fonction du champ de vitesses.
- La clôture de phase est nulle dans le continu aux courtes bases, ce qui indique que l'objet est symétrique hors de la raie.
- La variation de la clôture de phase dans la raie indique que l'objet présente des asymétries tout le long de la raie.
- De même, la variation de la phase différentielle à courte base montre que le photocentre de l'objet varie dans la raie.
- L'amplitude des variations de la phase différentielle est différente sur les deux axes, polaire et équatorial. Celle-ci est plus grande sur l'axe polaire par rapport à l'axe équatorial. La présence d'un décalage du photocentre sur l'axe équatorial est une chose qui n'est pas prévue dans le modèle d'éjection bipolaire simple. Cela laisserait supposer qu'un modèle de l'objet plus pertinent devrait inclure, en plus d'une structure symétrique représentant la partie centrale et l'éjection bipolaire, d'autres composantes hors de l'axe polaire.

8.3 La reconstruction d'image d'η Car

Comme nous l'avons écrit précédemment, plusieurs raisons nous ont poussé à retenir le jeu de données 2014-Brγ pour un travail de reconstruction d'image. D'une part, nous disposons d'une grande quantité d'observations, de très bonne qualité, qui se distribuent de façon plutôt homogène sur le plan des fréquences spatiales (u, v), comme illustré un Fig. 8.7. D'autre part la très faible variabilité du spectre de l'objet durant les quelques mois d'observations, présentées en Fig. 8.8, nous rassure sur le fait que l'objet n'a pas eu d'évolutions majeures pendant cette période. Il est évident, en effet, que nous ne pourrions pas produire une image représentative d'η Car, qui est une étoile qui présente des changements avec des temps et des cyclicités relativement courtes, en utilisant des données issues d'observations de l'objet quand il se trouve dans des configurations différentes qui varient de fois en fois. Dernièrement, la série de données 2014 -Brγ n'a jamais été l'objet d'études spécifiques jusqu'à présent et il est donc intéressant pouvoir comparer ces nouvelles données avec les plus anciennes qui ont déjà fait l'objet de publications.

Pour ce travail de reconstruction d'image multi-longueur d'onde, nous nous concentrons sur les données calibrées, négligeant, pour le moment,

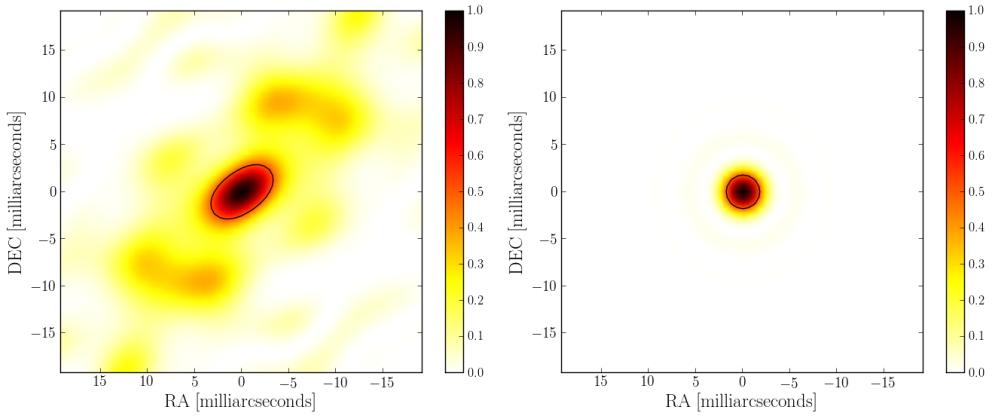


FIGURE 8.16 – PSF associé au jeu de données 2014-Brγ. Á gauche, la PSF sale (dirty beam) avec une FWHM approximé à une ellipse de taille d'environ 4.3 mas et 7.6 mas le long des deux axes. Á droite, la PSF propre (clean beam) avec une FWHM de 3.6 mas. Les FWHM sont indiquées par un contour noir.

toutes les données qui n'ont pas pu être calibrées.

Les bases projetées vont d'un minimum $B_{\min} = 8.7$ m à un maximum $B_{\max} = 117$ m, ce qui nous donne accès à un nombre effectifs de pixel égal à 13, calculé comme rapport $B_{\max}/B_{\min}$. Cela veut dire que nous pouvons potentiellement reconstruire une image de 13×13 pixels.

8.3.1 La couverture (u, v) et la PSF associée

Á partir de la couverture (u, v) des observations, il est possible de produire la fonction d'étalement du point (en anglais, Point Spread Function, PSF). Chaque observation, a associé une PSF calculé comme le module au carré de la transformée de Fourier de la fonction d'ouverture $\mathcal{A}_\rangle$, que nous décrivons comme somme de trois pupilles circulaires de 1.8 m de diamètre. La PSF globale de la campagne de mesure est ensuite définie comme la somme des PSF associée à chaque observation individuelle.

$$\text{PSF} = \sum_i |\mathcal{F}(\mathcal{A}_i)|^2 \tag{8.3.1}$$

La Fig. 8.16 montre la PSF globale comme nous venons de la définir et la PSF calculé en considérant que la fonction d'ouverture est équivalente à une pupille de diamètre égal à la base maximale $B_{\max}$. Celles-ci sont couramment définies comme "PSF sale" et "PSF propre" (en anglais, respectivement dirty et clean beam). Le contour noir sur les images indique la largeur à mi-hauteur (en anglais, Full Width at Half Maximum, FWHM) de la PSF.

Bien que la notion de réponse instrumentale, ou PSF, dans le cas d'une campagne d'observation, et donc un ensemble qui contient plusieurs observations faites à des moments distincts, ne soit pas complètement légitime,

il est néanmoins intéressant de réfléchir sur celle-ci, car elle contient des informations importantes sur le potentiel de reconstruction des structures fines.

En effet, la Fig. 8.16 nous donne des indications sur la taille et la forme des structures qui peuvent être potentiellement reconstruite. La résolution accessible à notre reconstruction est théoriquement fixée par la base projetée maximale $1.22 \cdot (\lambda/(2B_{\max}))$, ce qui revient à dire que nous pouvons résoudre des détails qui ont une taille de $0.5 \cdot \text{FWHM}$. La FWHM de la PSF sale peut être approximée à une ellipse de taille d'environ 4.3 mas et 7.6 mas le long des deux axes, majeur et mineur, tandis que la taille de la FWHM de la PSF propre est de 3.6 mas.

La forme caractéristique de la PSF nous donne une idée des déformations et de l'aplatissement que nous pourrions retrouver dans l'image reconstruite, car celle-ci, est issue de la convolution entre l'objet lui-même et la réponse instrumentale.

8.3.2 La procédure de reconstruction

Afin de reconstruire l'image multi-longueur d'onde d'η Car à partir du jeu de données AMBER 2014-Brγ, nous avons développé une procédure, illustré dans le schéma en Fig. 8.17, intégrant les différentes techniques, MIRA chromatique, BFMC, LFF et Self-calibration, présentés en détail dans le Chap. 6.

La procédure est composée de trois parties. La première partie (voir I en Fig. 8.17) sert à produire une image de départ avec la méthode LFF. La deuxième partie (voir II en Fig. 8.17) est l'auto-calibration et la reconstruction d'image multi-longueur d'onde qui nous donne en sortie un ensemble de cube d'images reconstruites. La troisième partie (voir III en Fig. 8.17) de la procédure est la méthode BFMC qui permet d'obtenir l'image finale.

La liste qui suit, détaille les éléments du schéma en Fig. 8.17 présentant la procédure de reconstruction d'image.

- **Begin** : Commencement du processus. En entrée nous avons le jeu de données calibrées 2014-Brγ, Data_{obs}.
- $\mathbf{Data}_{\text{obs}}$: Jeu de données calibrées issues des observations 2014-Brγ.
- **LFF** : Méthode LFF, détaillé en Sec. 6.3, de création des données artificielles pour le remplissage des basses fréquences spatiales, Data_{lff}.
- $\mathbf{Data}_{\text{lff}}$: Données artificielles produites avec la méthode LFF.
- $\mathbf{MIRA}_{\text{ch}}$: Méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde basé sur l'algorithme MIRA et détaillé en Sec. 3.3.
- $\mathbf{Img}_0$: image initiale de l'objet nécessaire pour l'opération d'auto-calibration, SelfCal. Cette image peut être produite précédemment et de façon indépendante. Cette image servira de référence pour la première iteration de l'auto-calibration.

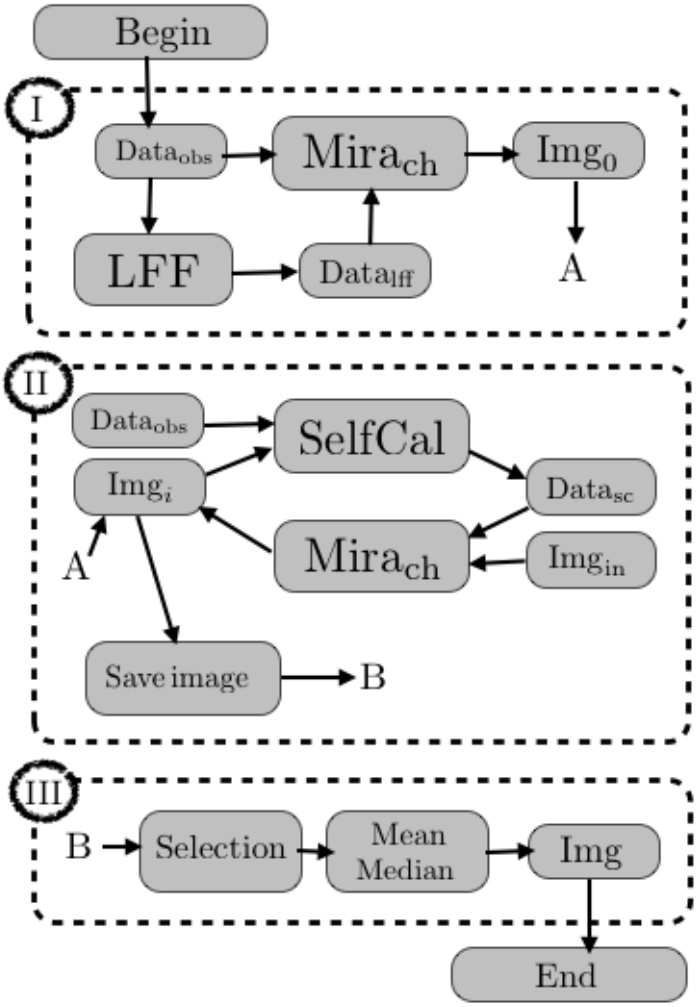


Figure 8.17 – Schéma du processus de reconstruction d'image multi-longueur d'onde combinant les différentes techniques, Mira chromatique, LFF, auto-calibration, BFMC. Le schéma est divisé en trois parties. La première illustre la procédure pour réaliser une image de départ avec la méthode LFF. La deuxième reprend la procédure d'auto-calibration illustrée précédemment dans la Fig. 6.11. La troisième illustre la procédure pour obtenir l'image finale à partir de l'ensemble d'images reconstruites. **Begin**, début du processus. **Data**$_{\rm obs}$, données calibrées 2014-Brγ. **LFF**, création de données pour le remplissage des basses fréquences spatiales. **Data**$_{\rm lff}$, données produites avec LFF. **MIRA**$_{\rm ch}$, méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde. **Img**$_0$, image initiale de l'objet. **SelfCal**, création de données contenant les phases. **Data**$_{\rm sc}$, données produites avec l'auto-calibration. **Img**$_{in}$, image de départ dans la reconstruction multi-longueur d'onde **MIRA**$_{\rm ch}$. **Img**$_i$, image reconstruite où i indique le nombre de l'iteration. **Save image**, la sauvegarde de l'image reconstruite. **Selection**, sélection des images pour la méthode BFMC. **Mean, Median**, moyenne des images pour la méthode BFMC. **Img**, image finale de notre processus de reconstruction. **End**, fin du processus.

- **SelfCal** : Méthode d'auto-calibration des phases, détaillée en Sec. 6.5, pour créer un nouveau jeu de données artificielles, Data_{sc}, contenant les phases restaurées de l'objet.
- **Data**$_{\text{sc}}$: Jeu de données artificielles produit avec la technique auto-calibration, SelCal.
- **Img**$_{in}$: Image de départ dans la reconstruction multi-longueur d'onde $MIRA_{\text{ch}}$.
- **Img**$_i$: Image reconstruite en utilisant **MIRA**$_{\text{ch}}$. L'indice i indique le nombre de l'iteration du processus combinant SelfCal et MIRA_{ch}.
- **Save image** : Sauvegarde de l'image reconstruite.
- **Selection** : Sélection des images pour la méthode BFMC.
- **Mean, Median** : Moyenne des images pour la méthode BFMC.
- **Img** : Image finale de notre processus de reconstruction multi-longueur d'onde.
- **Fin** : Fin du processus.

Le processus de reconstruction d'image multi-longueur d'onde commence (Begin) avec les données calibrées AMBER 2014-Brγ (Data_{obs}) issues de la compagne d'observation au VLTI.

L'étape LFF

Tout d'abord nous allons appliquer la méthode de remplissage des basses fréquences spatiales (LFF) qui nous permet de générer un jeu de données synthétiques (Data_{lff}) contenant des mesures artificielles de visibilité aux très courtes bases, cet à dire aux fréquences qui permettent de mieux contraindre la taille et la forme globale de l'objet.

L'image de départ

Avant de lancer le processus de reconstruction d'image il est nécessaire de produire une image initiale (Img_0) qui servira de référence dans la première étape de l'auto-calibration.

Dans ce travail de reconstruction, nous nous avons testé une méthode que nous baptisons, *circularisation du plan* (u, v), et qui consiste à multiplier les données en les reproduisant à des fréquences spatiales ayant un angle décalé par rapport aux données d'origine. À partir des mesures dont nous disposons, nous créons des nouveaux fichiers de données qui reproduisent les mêmes mesures mais avec un plan (u, v) tournés d'un certain angle. Dans notre cas spécifique nous avons produit 20 rotations produisant ainsi un ensemble de données que nous appelons *circularisées*.

La Fig. 8.18 représente le plan (u, v) des données circularisées. L'image de départ est une image polychromatique (un cube d'images) reconstruite avec Mira en utilisant l'ensemble des données circularisées et des données

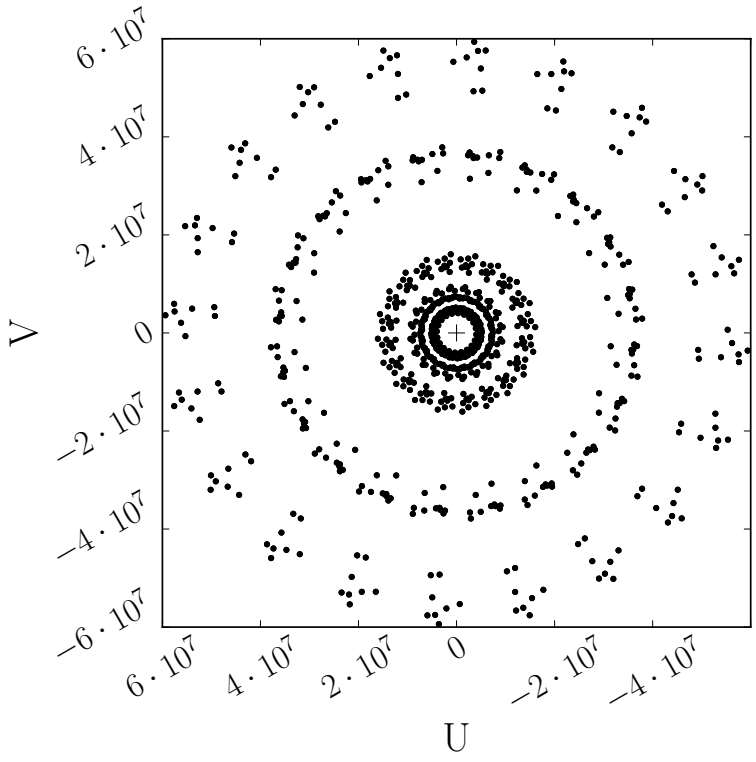


FIGURE 8.18 – Couverture (u, v) des données circularisées utilisées pour produire l'image de départ.

artificielles à basse fréquence (LFF).

L'*a priori*

Nous choisissons de construire l'*a priori* à partir du profil radial extrait de l'image de départ. L'image de départ, qui a été construites avec les données circularisées apparaît moins asymétrique par rapport à l'image reconstruite utilisant seulement les données réelles. En se servant de l'image de départ, nous extrayons le profil radial en fonction de la longueur d'onde. Pour cela, nous centrons correctement l'image pour chaque longueur d'onde, et nous calculons un profil radial moyen de l'image. Une fois calculé le profil radial de l'image de départ, nous créons l'image d'*a priori* qui est, bien entendu, symétrique par rapport à l'origine des axes par construction.

L'étape de l'auto-calibration

Une fois obtenu Data_{lff} et Img_0, il est alors possible de lancer la première boucle de la procédure de reconstruction d'image incluant l'auto-calibration des données (SelfCal). La méthode d'auto-calibration permet de générer des données synthétiques (Data_{sc}) contenant la mesure artificielle de la phase de l'objet. L'information de la phase ira donc à s'ajouter aux visibilités, aux

phases différentielles et aux clôtures de phase, déjà contenus dans les données observées Data_{obs}. Á partir de ce nouvel ensemble de données Data_{sc} nous effectuons la reconstruction multi-longueur d'onde MIRA_{ch}, qui nous produira une image img_i, prête à rentrer à nouveau dans la boucle de reconstruction d'image par auto-calibration.

Dans notre cas, nous avons décidé d'effectuer un nombre fixe d'iterations, égal à deux, pour obtenir l'image en sortie. Ce choix s'explique par le fait qu'il est extrêmement complexe de définir un critère de vraisemblance d'une image reconstruite. Ceci est, en effet, de nos jours, un problème ouvert. D'autre part, l'utilisation de plus d'itérations pourrait introduire des artefacts et ne garantirait pas nécessairement une amélioration dans la reconstruction.

L'étape BFMC

Ensuite, nous adoptons une approche Monte Carlo (BFMC) en faisant varier de façon aléatoire le plus grand nombre de paramètres. Nous effectuons plusieurs fois la procédure du début jusqu'à obtenir un ensemble d'images reconstruites. Á partir de cet ensemble il est donc possible d'extraire une image finale (Img) calculée comme la médiane de l'ensemble des images. Faire une médiane, et non pas une simple moyenne, nous permet en effet de réduire l'effet des artefacts présents à des positions différentes pour chaque image.

Le temps de calcul pour reconstruire un cube d'image complet avec la procédure que nous avons détaillée est d'environ 1h20. Nous avons reconstruit 700 images, ce qui nous amène à un temps de calcul total d'une quarantaine de jours. Une fois nos codes adaptés, nous les avons fait tourner sur les serveurs de calculs de l'observatoire, ce qui nous a permis de compléter le cycle de reconstruction en quelques jours seulement.

À chaque nouvelle reconstruction, une série de paramètres sont fixés de façon aléatoire, parmi eux ;

- L'image de départ est aléatoire avec une probabilité de 1/2. Cela veut dire que, une fois sur deux, l'image de départ sera l'image réalisée avec les données circularisées et les autres fois, elle sera une image où chaque pixel est issu d'un tirage aléatoire.
- L'image de *a priori* est aléatoire avec une probabilité de 1/2. Comme dans le cas de l'image de départ, nous faisons varier de façon aléatoire l'*a priori*. Une fois sur deux, il est égal à l'image produite à partir du profil radial de l'image réalisé avec les données circularisées. Les autres fois, l'*a priori* est une image où chaque pixel est issu d'un tirage aléatoire.
- Le type de régularisation est aléatoire, y compris la valeur de l'hyperparamètre.

Tableau 8.3 – Ensemble des paramètres réglés pour la reconstruction d'image polychromatique d'η Car.

Paramètre	Valeur
Taille du pixel	0.8 mas
Taille de l'mage	128×128
img_0	Circularizée ou aléatoire
$\text{img}_{\text{prior}}$	profil radial ou aléatoire
Regularization	aléatoire
Nombre d'iterations.	20-70
Base minimale	9 m
Base maximale	129 m
Champ de vue	51 mas
Resolution	3.6 mas

(A) 2.1558 μm	(B) 2.1624 μm	(C) 2.1631 μm
(D) 2.1638 μm	(E) 2.1646 μm	(F) 2.1652 μm
(G) 2.1657 μm	(H) 2.1664 μm	(I) 2.1670 μm
(J) 2.1679 μm	(K) 2.1688 μm	(L) 2.1750 μm

Tableau 8.4 – Longueurs d'onde des images présentées en Fig. 8.19, en Fig. 8.20, et en Fig 8.21.

La taille des pixels a été fixée à 0.8 mas, pour des images de 128×128 pixels, ce qui nous donne un champ de vue de 102 mas, s'étendent sur un intervalle spectral allant de 2.146 à 2.194 μm. Les cubes d'images sélectionnées sont ceux qui ont un χ^2 inférieur à 2 fois le χ^2_{min}. Le centrage des cubes d'images sélectionnées est fait sur la base du photocentre dans le continu. Le cube d'images finales a été calculé comme médiane des cubes d'images sélectionnées et recentrés par rapport au photocentre dans le continu.

Le Tab. 8.3 resume les paramètres utilisés dans la reconstruction d'image polychromatique d'η Car.

8.3.3 L'image reconstruite d'η Car

Nous présentons un ensemble de douze coupes du cube d'images reconstruit à travers de la raie Brγ. Les différentes longueurs d'onde sont rassemblées dans le Tab. 8.4. Le pic de la raie correspond à la lettre G. La Fig. 8.19 montre les images en échelle linéaire avec une dynamique égale à 1. Afin de mieux apprécier les détails de faible flux, nous présentons les mêmes images aussi en échelle logarithmique, en Fig. 8.20.

Le Tab. 8.4 indique les longueurs d'onde correspondantes aux lettres capitales.

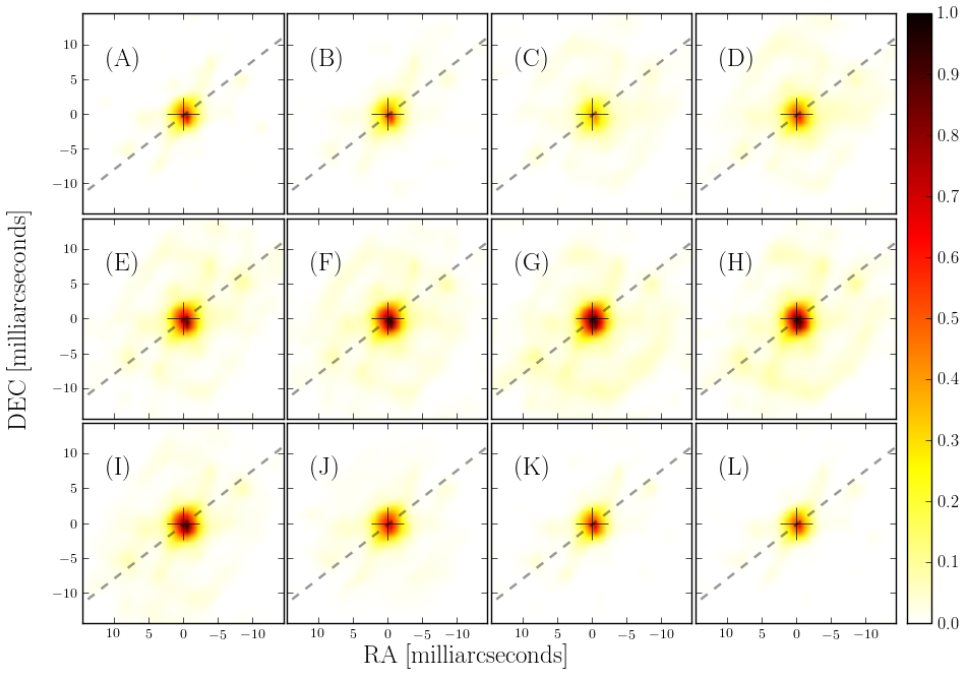


FIGURE 8.19 – L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car. Les images sont présentées en échelle linéaire. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4.

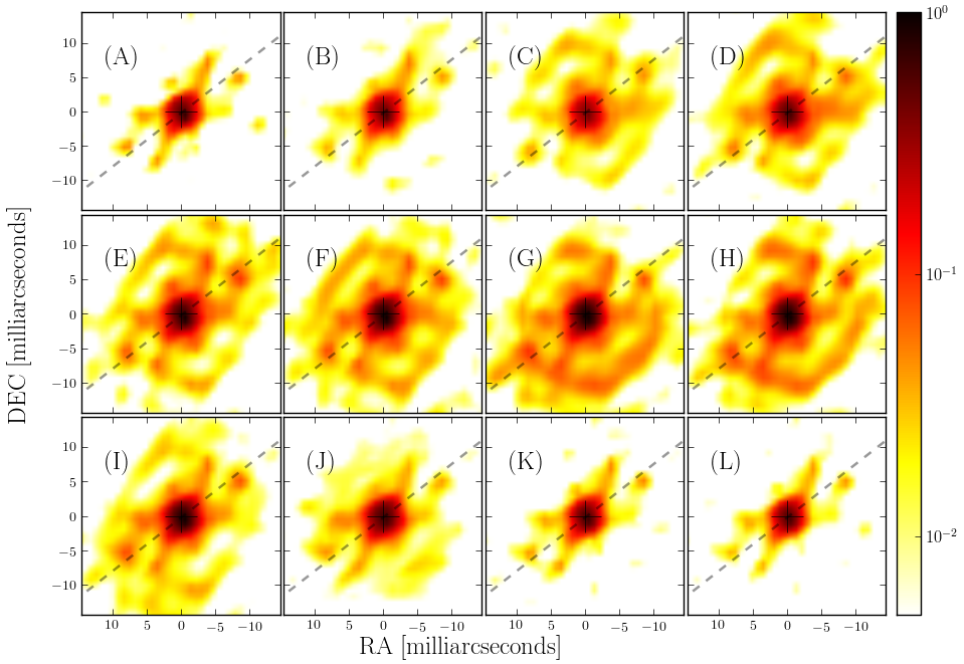


FIGURE 8.20 – L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car. Les images sont présentées en échelle logarithmique. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4.

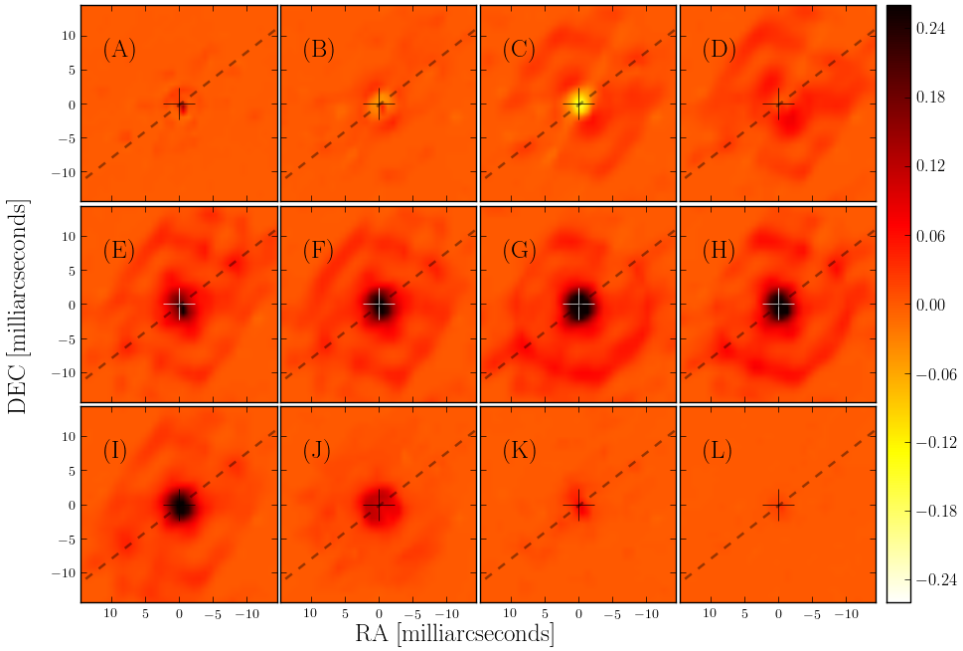


FIGURE 8.21 – L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car à laquelle nous avons soustrait l'image moyenne sur le continu. Les images sont présentées en échelle linéaire. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4.

La Fig 8.21 montre l'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car à laquelle nous avons soustrait l'image moyenne sur le continu. Cette représentation nous permet de mieux apprécier quelle est la contribution de la raie sur le cube d'images.

Au de là de l'objet central visible dans le continu, avec une taille d'environ 6 mas, il y a autour un halo de matière en émission Brγ avec une taille d'environ $25 \div 30$ mas. L'orientation de l'image dans le continu est bien distincte de l'aplatissement de la PSF. Ceci nous conforte dans l'idée que la structure entourant l'objet central puisse être bien réelle. En regardant les images auxquelles nous avons soustrait le continu, on peut remarquer que la région centrale de montre une absorption dans l'aile blue de la raie. Cela laisserait penser que la région centrale présente un spectre caractéristique P-Cygni.

Pour reconstruire le cube d'image, nous avons décidé de nous concentrer sur les données calibrées. L'étape suivante de ce travail sera d'utiliser un modèle de l'objet dans le continu pour calibrer l'ensemble de toutes les données non calibrées.

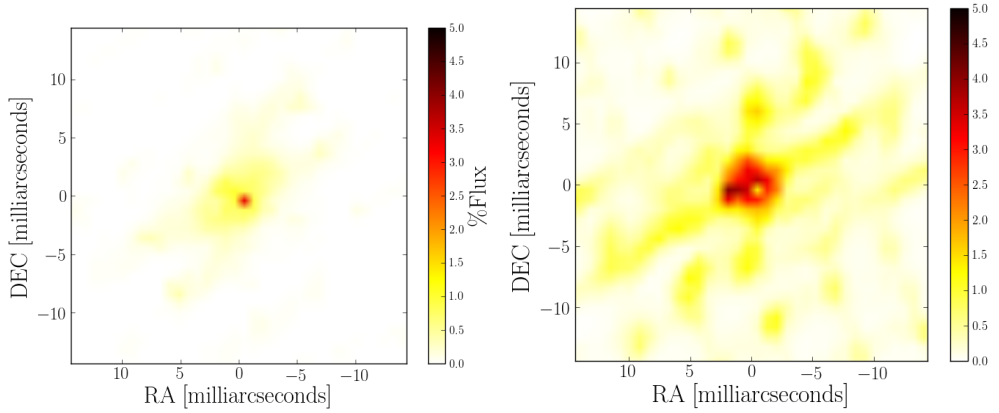


Figure 8.22 – À gauche, la carte d'erreur, et à droite, le rapport signal sur bruit dans le continu de l'image multi-longueur d'onde d'η Car reconstruite.

8.3.4 Le rapport Signal sur bruit de l'image

De nos jours, il n'existe pas encore de méthodes formelles pour pouvoir mettre une barre d'erreur sur une image reconstruite. Évaluer la gamme de dynamique sur laquelle être confiant et pouvoir ainsi prétendre la véracité, ou pas, de structures présentes dans l'image reconstruite reste néanmoins un point crucial. Comment mettre en évidence la présence de structures, les distinguant des artefacts, sur la base d'une évaluation en termes de dynamique et erreurs, de la reconstruction d'image demeure un problème irrésolu. À partir de l'ensemble des images sélectionnées pour réaliser l'image finale, nous calculons la déviation standard. Cela peut nous renseigner sur la stabilité du processus de reconstruction d'image.

La Fig. 8.22 montre la carte d'erreur le rapport signal sur bruit dans le continu de l'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car.

8.4 L'image reconstruite par coupes spectrales

Une autre façon de mettre en évidence la dynamique des structures qui entourent η Car, est celle de représenter l'image multi-longueur d'onde par des sections sur la direction spectrale (voir la Fig. 8.23), que nous appelons *coupes spectrales*. Cela permet d'identifier la présence de composantes compactes spatialement et spectralement, et qui pourraient être interprété comme de la matière en mouvement.

La Fig. 8.24 présente les coupes spectrales du cube d'images multi-longueur reconstruit dans les directions parallèle x et orthogonale y par rapport à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire d'η Car. Les coupes spectrales de l'image sont présentées en échelle linéaire et logarithmique. Les deux derniers panneaux présentent les mêmes coupes à partir du cube d'images auquel nous avons soustrait l'image du continu. La dynamique des

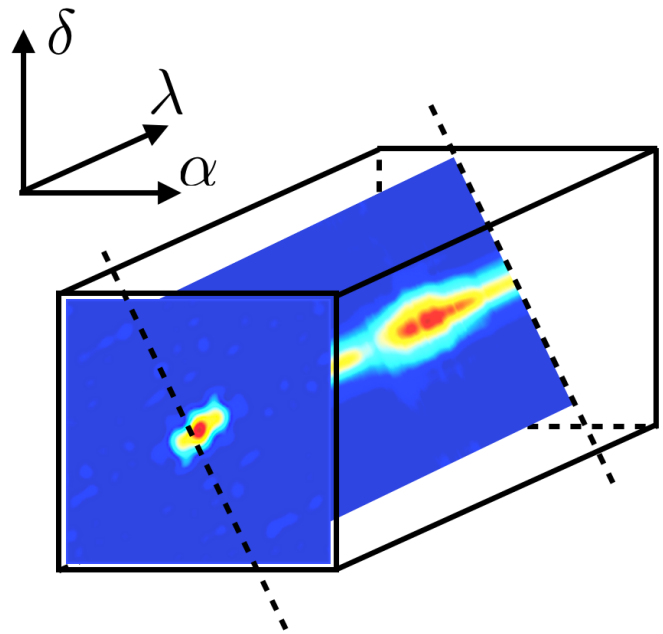


FIGURE 8.23 – Schéma illustratif de la visualisation par section spectrale d'une image polychromatique. Le cube d'images est visualisé par tranche dans la direction de la longueur d'onde λ. Cela permet de mettre en évidence la présence de structures compactes localement et spectralement.

images est normalisée à 1.

8.5 Le spectre local d'η Car

Une image multi-longueur d'onde peut être pensée comme une simple image à deux dimensions à laquelle nous associons un spectre pour chaque pixel. Il est donc possible d'extraire un spectre pour une région spécifique de notre cube d'images. Une première analyse que nous avons effectuée a été celle d'extraire et de comparer les spectres issus du cube d'images reconstruit.

En Fig. 8.25, nous présentons le flux et le spectre intégré sur la région centrale de rayon r et sur la raie de l'image reconstruite.

Nous identifions deux composantes (courbes pointillées noires en Fig. 8.25), que nous avons indiqué avec des gaussiennes renversées $(1 - g(r))$, où $g(r)$ est la fonction gaussienne. La première composante a une largeur d'environ $\sim$ 6 mas et contient la moitié du flux. La deuxième composante est un peu plus large, $\sim$ 16 mas, et représente la contribution au flux total dû aux structures circumstellaires. Le 50% du flux de la raie se trouve dans un rayon de 3 mas et le 90% du flux est interne aux 14 mas.

Il est aussi possible de remarquer que le spectre associé à la région interne présente une signature caractéristique de P-Cygni. Jusqu'à présent, cette si-

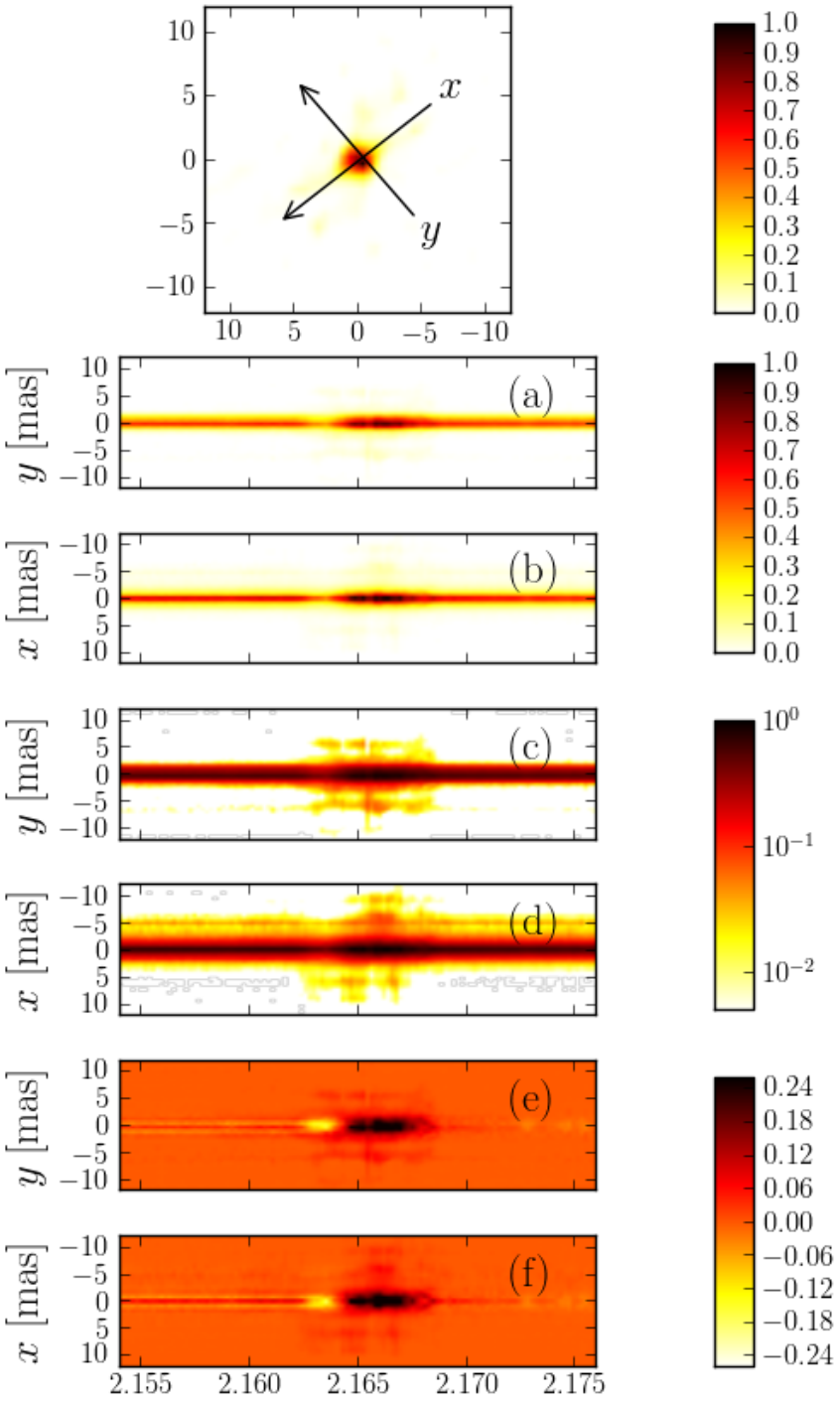


FIGURE 8.24 – Coupes spectrales de l'image multi-longueur d'onde d'η Car. En haut, l'image du continu avec l'indication des axes (x, y). (a) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image en échelle linéaire. (b) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image en échelle linéaire. (c) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image en échelle logarithmique. (d) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image en échelle logarithmique. (e) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image à laquel nous avons soustrait le continu. (f) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image à laquel nous avons soustrait le continu. Les images sont normalisées avec le maximum égal à 1.

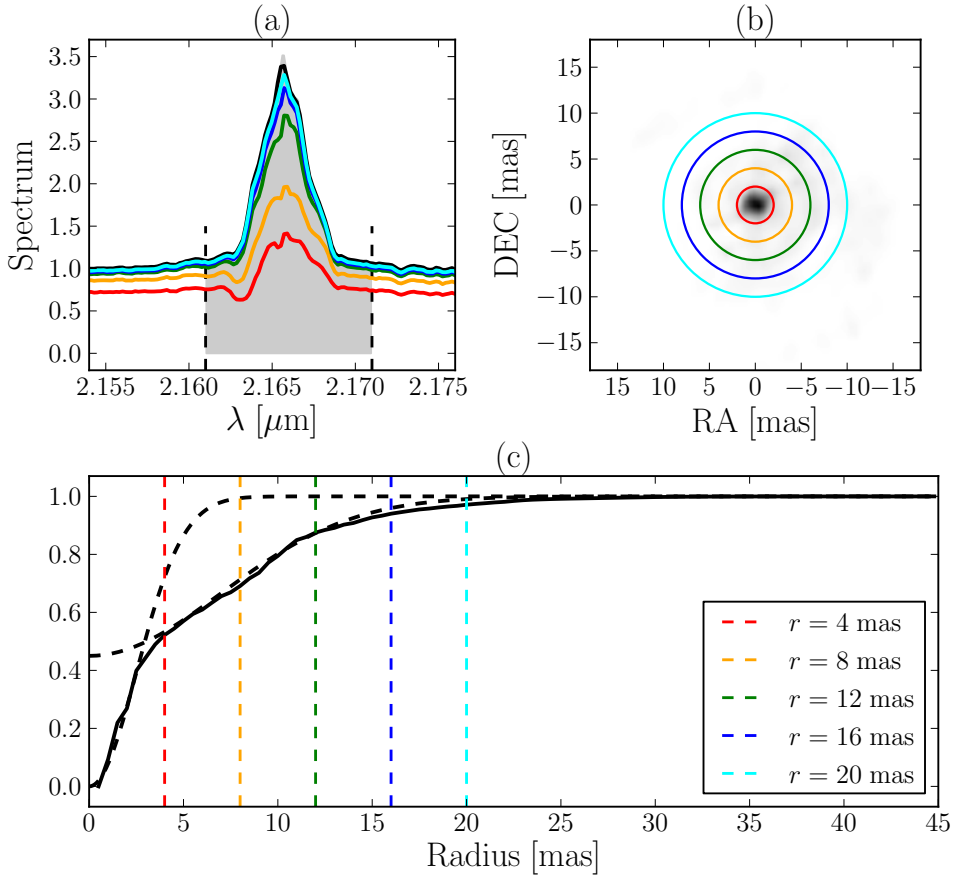


FIGURE 8.25 – Flux et Spectre intégré en fonction du rayon, r, de la région considérée. (a) Les spectres intégrés sur les régions considérées, le flux intégré étant l'intégrale du spectre. La région en gris représente le flux total de la raie, qui nous sert de référence pour le rapport de flux. (b) Image reconstruite dans la raie avec les régions considérées tracées en couleur. (c) Flux intégré sur la région centrale de rayon r sur un intervalle spectral chevauchant la raie Brγ. Le 50% du flux est inclus dans la région centrale d'environ 3 mas de rayon. Le 90 % du flux est inclus entre les 14 mas de rayon. Les courbes noires en pointillées indiquent les deux composantes que nous identifions : une première de taille de 6 mas et une deuxième, un peu plus large, de taille égale à 16 mas.

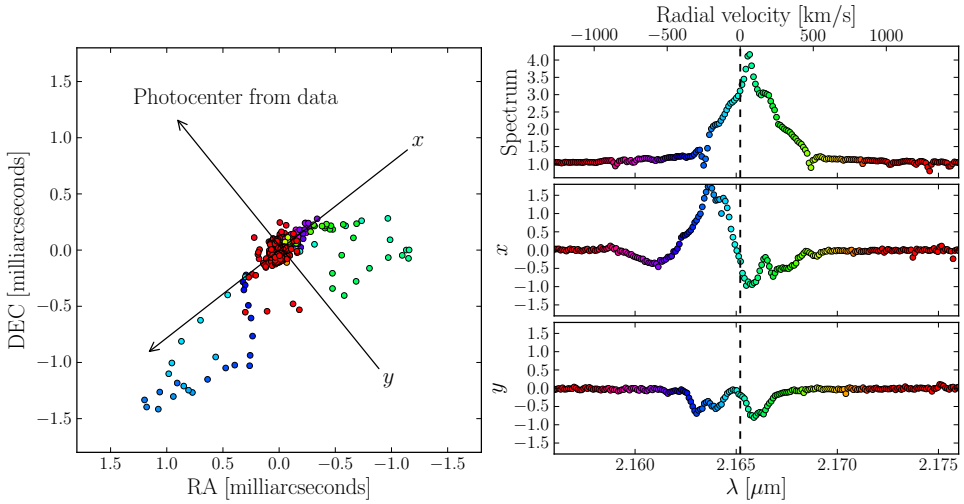


FIGURE 8.26 – Photocentre différentiel calculé à partir des données calibrées Brγ 2014. Pour la mesure du déplacement du photocentre nous avons utilisé les phases différentielles des observations sur des bases inférieures à 18 m. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire.

gnature avait été observé dans nombreuses autres raies (Hillier et al., 2001), mais jamais en Brγ.

8.6 Le photocentre différentiel d'η Car

Dans cette section, nous discutons, le déplacement du photocentre d'η Car. Une remarque importante que nous pouvons faire à partir du cube d'images reconstruit, c'est que la reconstruction d'image multi-longueur d'onde que nous avons développée montre la même structure du photocentre differentiel de l'objet que l'on obtient à partir des données.

La Fig. 8.26 représente le photocentre différentiel d'η Car extrait à partir des données de phase différentielle à courtes bases, c'est-à-dire, pour lesquelles l'objet n'est pas résolu. Dans le cas présenté ici, nous avons considéré les bases inférieures à 18 m, ce qui ne permet pas de résoudre un objet de taille plus petite que $\sim$ 25 mas. L'image reconstruite nous montre que l'objet atteint une taille maximale d'environ $20 \div 30$ mas dans la raie. L'objet reste non résolu ou partiellement résolu pour une base maximale de 18 m à 2.16 μm. L'image reconstruite nous permet ainsi de mesurer la taille du cœur et ainsi de fixer la base maximale pour le calcul du photocentre différentiel. Le photocentre est un instrument d'analyse important car il est sensible aux structures non résolues par l'imagerie indirecte.

La Fig. 8.27 montre le Photocentre différentiel calculés à partir de l'image

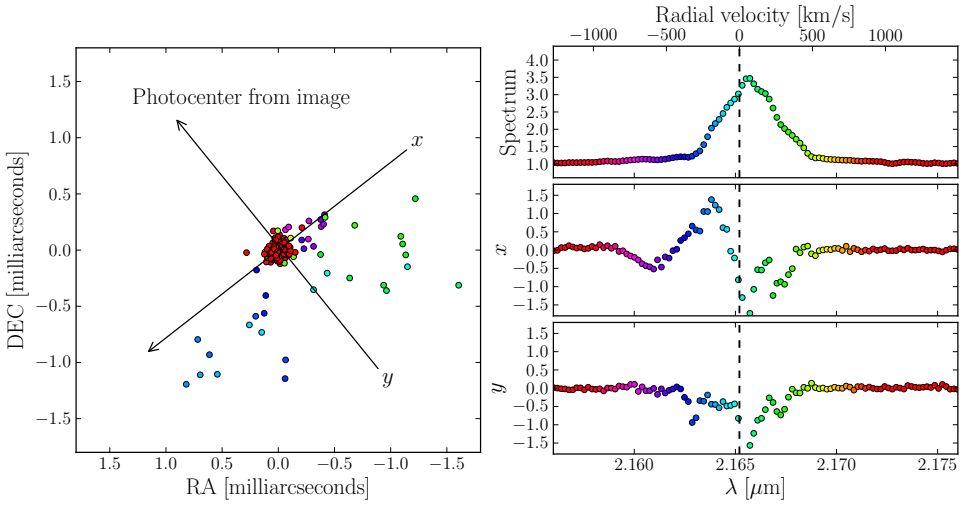


FIGURE 8.27 – Photocentre différentiel calculé à partir de l'image. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire.

reconstruite. Les deux figures, Fig. 8.26, et Fig. 8.27 présentent des structures très semblables. Ceci, d'une part corrobore la capacité des processus de reconstruction et, d'autre part, valide les déplacements de photocentre que nous observons.

L'erreur sur le photocentre issu des données est éstimé à partir des fluctuations de celui-ci dans le continu, et il est égal à $\sigma_x = 0.03$ mas et $\sigma_y = 0.06$ mas respectivement sur les deux directions x et y. L'erreur sur le photocentre estimé dans le continu est une limite supérieure car, dans la raie, nous avons plus de flux et donc un meilleur rapport signal sur bruit.

Les déplacements de photocentre présentent des structures complexes à interpréter. Tout d'abord, nous avons interpolé les mesures avec une fonction continue composée de plusieurs gaussiennes ajustées à la main, ceci afin d'avoir une fonction lisse pour une description qualitative des déplacements du photocentre.

La Fig. 8.28 illustre la courbe ajustée manuellement sur le nuage des points de mesure.

Afin de faciliter la compréhension des déplacements de photocentre, nous illustrons, dans la Fig. 8.29, la partie de la courbe des photocentres respectif à une série d'intervalles spectraux chevauchant la raie Brγ. Les longueurs d'onde de référence utilisées sont listées dans le Tab. 8.5.

Nous pouvons remarquer que le photocentre dessine principalement deux boucles orientées le long de l'axe de symétrie x de la nébuleuse bipolaire. La première boucle, à gauche en bas, correspond à l'aile bleue de la raie et donc est sensible à la matière avec une vitesse négative, se rapprochant. La deuxième boucle, en haut à droite, correspond à l'aile rouge de la raie et est

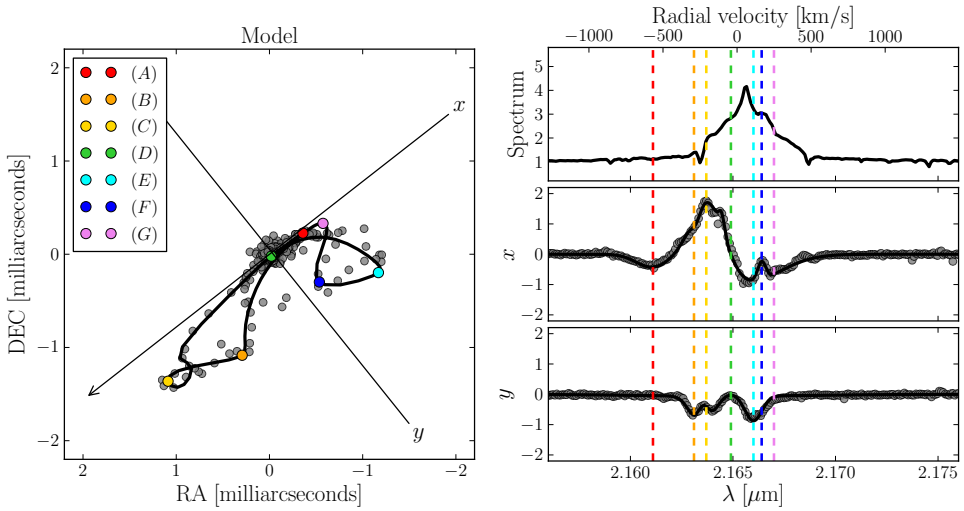


Figure 8.28 – Modèle qualitatif pour interpréter les déplacements du photocentre. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel avec, en noire, la courbe ajoustée *à la main* sur le nuage de points gris représentant les mesures. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire. Une série de longueurs d'onde, listées dans le Tab. 8.5, sont mise en évidence afin de faciliter la lecture des graphes.

Tableau 8.5 – Longueurs d'onde des points de référence utilisés dans les Fig. 8.28 et Fig. 8.29 qui décrivent les déplacements du photocentre mesurés.

$\lambda_{\mathrm{Br}\gamma}^{\mathrm{corr}}$	2.1652 μm	0 km/s
(A)	2.1611 μm	-567 km/s
(B)	2.1631 μm	-291 km/s
(C)	2.1637 μm	-208 km/s
(D)	2.1649 μm	-42 km/s
(E)	2.1660 μm	111 km/s
(F)	2.1664 μm	166 km/s
(G)	2.1670 μm	249 km/s

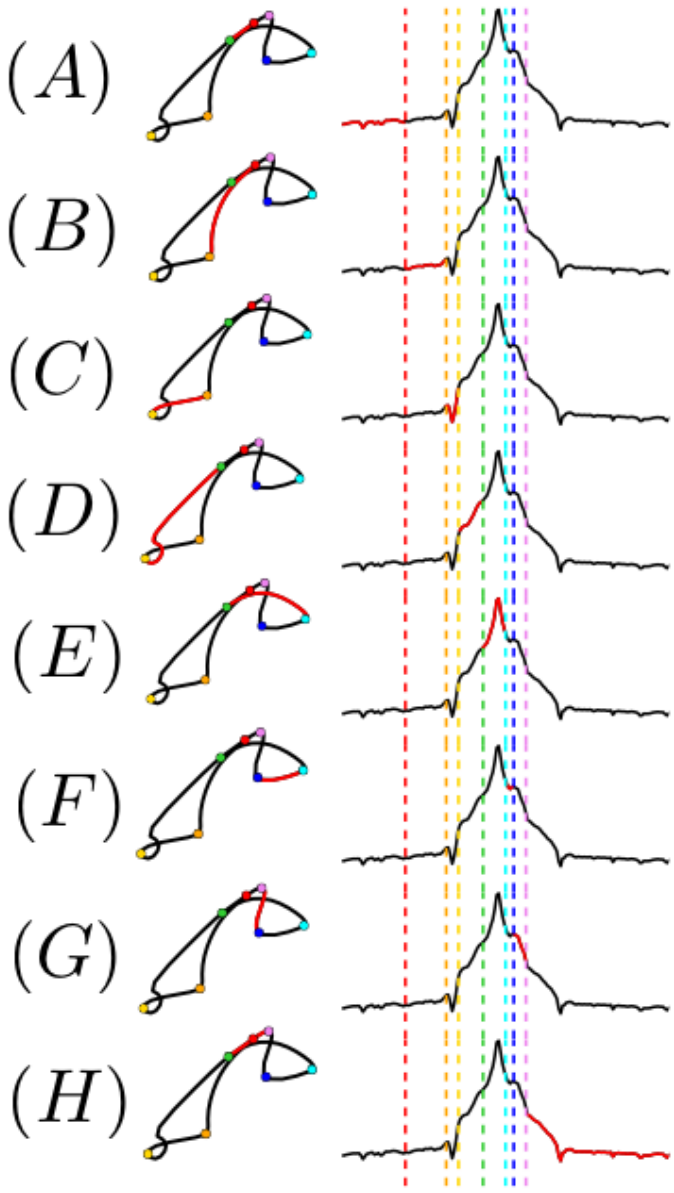


FIGURE 8.29 – Schéma illustrant le déplacement du photocentre dans l'intervalle spectral chevauchant la raie Brγ. Du haut vers le bas, les différent sous intervalle allant des longueurs d'onde plus petites aux longueurs d'onde plus grandes. Nous pouvons remarquer que le photocentre désine principalement deux boucles ; la première, à gauche en bas, pour l'aile blue de la raie (vitesses négatives, matière en approchement) et, le deuxième, en haut à droite, pour l'aile rouge de la raie (vitesses positives, matière en éloignement). Les longueurs d'onde de référence sont présentées en couleur et listées dans le Tab. 8.5.

donc sensible à la matière avec vitesse positive, c'est-à-dire en éloignement par rapport à l'observateur. Une remarque importante est que les deux boucles sont fortement asymétriques par rapport à l'axe y. Une deuxième remarque, est que rentrant dans la raie du coté bleu, le photocentre fait une petite boucle dans la direction de l'éjection qui s'éloigne de nous, c'est-à-dire celle en haut à droite. Cette boucle est la signature de matière qui se rapproche à grande vitesse, distribué spatialement du coté de l'éjection qui s'éloigne de nous.

Les déplacements du photocentre d'η Car autour de la raie Brγ que nous avons mis en lumière, témoignent, encore une fois, de la complexité de la scène astrophysique observée. La mesure du photocentre différentiel peut être un outil utile dans toute approche visant à la compréhension de cet objet complexe.

8.7 Le modèle du photocentre différentiel

Afin de mieux comprendre les déplacements du photocentre, nous avons développé un simulateur qui nous permet de faire des considérations qualitatives sur le nombre et le type de structures qui composent l'objet observé. Cette approche doit s'entendre comme une étude préliminaire qui apporte des éléments utiles en vue d'un travail de modélisation de l'objet plus formel.

Nous supposons que l'objet est constitué de plusieurs éléments de base disposés dans le champ de vue, chacun d'entre eux ayant un spectre associé. Chaque élément i est caractérisé par une fonction de distribution spatial o_i, et un spectre s_i. Par simplicité, chaque terme est construit à partir de gaussiennes

$$o_i = \mathcal{G}(\vec{\vartheta}, \sigma_\vartheta) \quad , \quad s_i = \mathcal{G}(\bar{\lambda}, \sigma_\lambda, f_{\min}, f_{\max}), \tag{8.7.1}$$

où les différents paramètres sont :

- $\vec{\vartheta}$ et σ_ϑ indiquent la position angulaire sur le plan du ciel et la taille de la gaussienne qui décrit la distribution spatiale de l'élément.
- $\bar{\lambda}$ et σ_λ sont la longueur d'onde centrale et la largeur du pic d'émission ou d'absorption du spectre. $f_{\min}, f_{\max}$ indiquent le flux minimum et celui maximum du spectre. Au lieu de la longueur d'onde, il est possible d'utiliser la vitesse de déplacement qui se calcule à partir du décalage spectral par rapport à la raie Brγ de référence.

Une fois choisi l'ensemble des éléments qui constituent le modèle, nous réalisons un cube d'image, et, à partir de celui-ci, nous calculons le spectre, la visibilité, la phase différentielle et le photocentre pour comparer avec les données présentées précédemment. Chaque élément est ajouté à ceux précédents pour améliorer l'ajustement avec la courbe du photocentre et les mesures.

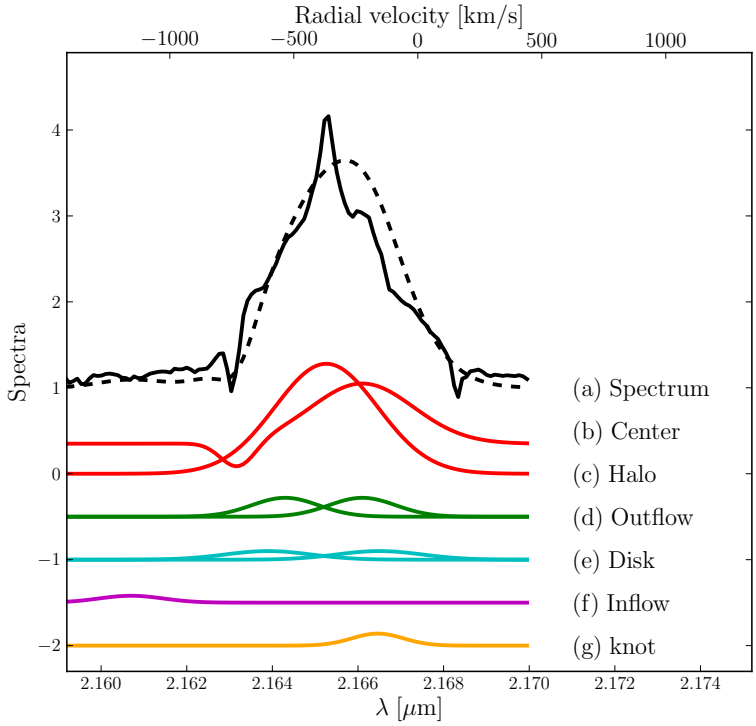


FIGURE 8.30 – Spectre de chaque terme du modèle par éléments gaussiens d'η Car. Les spectres sont décalés pour faciliter la lecture. (a) Spectre total, la ligne en continu représente le spectre mesuré et la ligne pointillé celui du modèle. (b) Spectre lié au terme qui décrit le cœur avec la signature P-Cygni. (c) Spectre du halo de matière en émission qui entoure l'objet. (d) Spectres des deux ejecta. (e) Spectres des deux termes qui décrivent la matière en rotation dans le plan équatorial. (f) Spectre qui décrit la retombée de matière dans la direction polaire. (g) Spectre qui décrit le nœud de matière.

Nous prenons en considération plusieurs types de composantes pour décrire la structure du *cœur*, le *halo* de matière en émission entourant le cœur de l'objet, les deux *éjectas polaires*, ainsi que de la *matière équatoriale* en rotation autour du centre du système. En dernier, nous discutons l'hypothèse d'une retombée de matière dans la direction polaire ainsi que la présence d'un *nœud* de Weigelt pour expliquer l'asymétrie du photocentre.

L'ensemble de ces composantes nous est suggéré par la forme globale de l'objet et par la nébuleuse bipolaire qui entoure la région centrale. Bien que cela n'ait jamais été discuté en littérature, la présence de matière qui se déplace dans le plan équatorial de l'étoile permettrait d'expliquer en partie le déplacement du photocentre dans la direction équatoriale du système.

La Fig. 8.30 montre le spectre des différentes composantes, et la Fig. 8.31 montre le modèle par éléments gaussiens que nous utilisons pour décrire qualitativement la structure d'η Car. Les détails de chaque composante sont décrits ci-dessous.

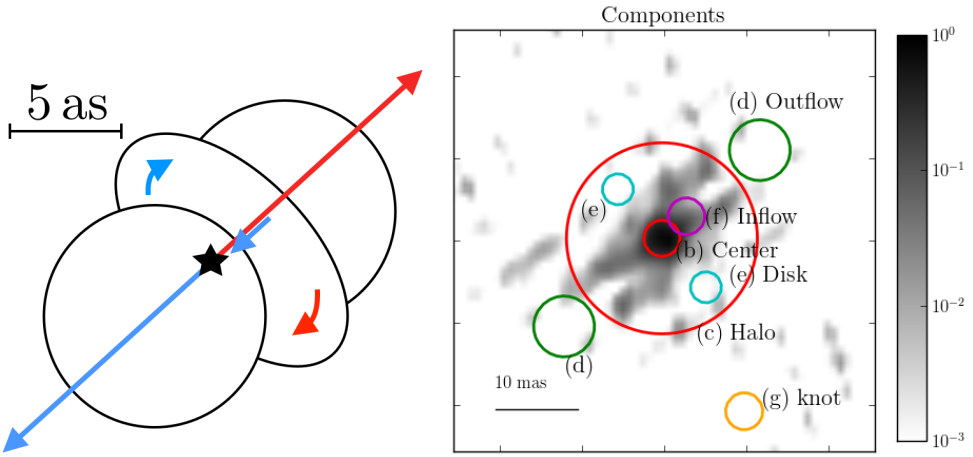


Figure 8.31 – À la gauche, il y a une représentation schématique d'η Car. Les flèches indiquent la direction du mouvement des différents éléments. Les couleurs, bleu et rouge, représentent respectivement un décalage vers le blue, c'est-à-dire en approchement, et un décalage vers le rouge, c'est-à-dire en éloignement. À droite, il y a le modèle par éléments gaussiens d'η Car. L'image en gris sur le fond représente le continu avec une dynamique égal à 1. Les contours en couleur indiquent la taille des éléments gaussiens considérés. Les couleurs et la notation de chaque élément sont les mêmes que celles utilisées en Fig. 8.30.

	Param.	Cont.	Halo	Ejecta	Disk	Inflow	Knot
o_i	$\lvert\vec{\vartheta}\rvert$ [mas]	0	0	16	8	4	23
	$\angle\vec{\vartheta}$ [^{o}]	-	-	-48 , 132	-138 , 42	-48	-153
	FWHM$_\vartheta$ [mas]	3.5	18	6	3	3.5	3.5
s_i	v [km s^{-1}]	-	0	$\pm125\times10^3$	$\pm180\times10^3$	-622×10^3	170×10^3
	σ_v [km s^{-1}]	-	160×10^3	108×10^3	138×10^3	104×10^3	83×10^3
	$f_{\min}$	0.7	0	0	0	0	0
	$f_{\max}$	1.7	1.3	0.2	0.1	0.08	0.14

Tableau 8.6 – Paramètres du modèle à éléments gaussiens pour η Car.

Nous avons résumé les paramètres des éléments du modèle dans le Tab. 8.6. L'ajustement des paramètres de chaque composante a été fait par essais et erreurs.

La structure du cœur

Pour décrire la distribution spatiale du cœur, au lieu d'utiliser une gaussienne, nous avons choisi de prendre directement l'image reconstruite. À cette image nous associons un spectre avec une signature P-Cygni, construit à partir de deux gaussiennes, une en absorption suivie par une autre en émission. Les paramètres des deux gaussiennes ont été fixés de façons à reproduire le spectre présenté en rouge en Fig. 8.25.

Halo de matière en émission

Pour décrire la matière en émission nous utilisons une gaussienne centrée et étendue avec une taille d'environ 18 mas. Ces deux premiers éléments permettent de reproduire plus ou moins la forme globale de la visibilité. Le système composé par la structure du continu et le halo de matière en émission est centré par construction. Il ne présente donc aucun déplacement de photocentre. De même, les phases différentielles sont égales à zéro.

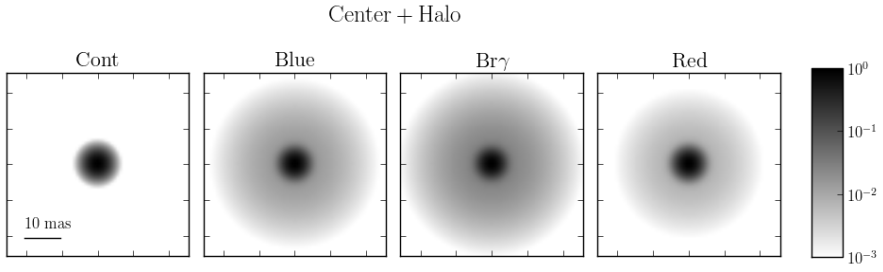
La taille du halo et le rapport de flux entre le cœur et le halo a été réglé de façon à reproduire au mieux le spectre observé et la courbe de la visibilité en fonction de la longueur d'onde (voir Tab. 8.6).

La Fig. 8.32, présentent l'image, le déplacement du photocentre, la visibilité et la phase différentielle extraites à partir du modèle à éléments gaussiens construit en considérant seulement le cœur de l'objet et le halo de matière en émission. Les bases des données présentées sont les mêmes que celles présentées en Fig. 8.13.

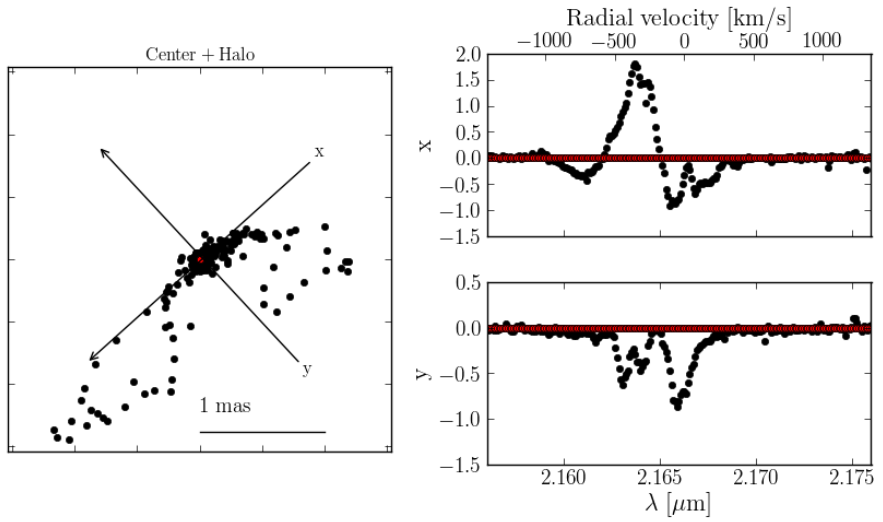
Les éjectas polaires

Les premiers éléments qui contribuent à produire un déplacement du photocentre sont les éjectas dans les deux directions de l'axe polaire. La projection de l'axe polaire par rapport à la ligne de vue de l'observateur fait que l'éjecta dans la direction des x négatifs est décalé vers le rouge et l'éjecta dans la direction des x positifs est décalé vers le bleu. Nous représentons chacune des éjections avec une gaussienne sur l'axe polaire à environ 16 mas du centre. Les éjectas introduisent un décalage du photocentre sur l'axe polaire.

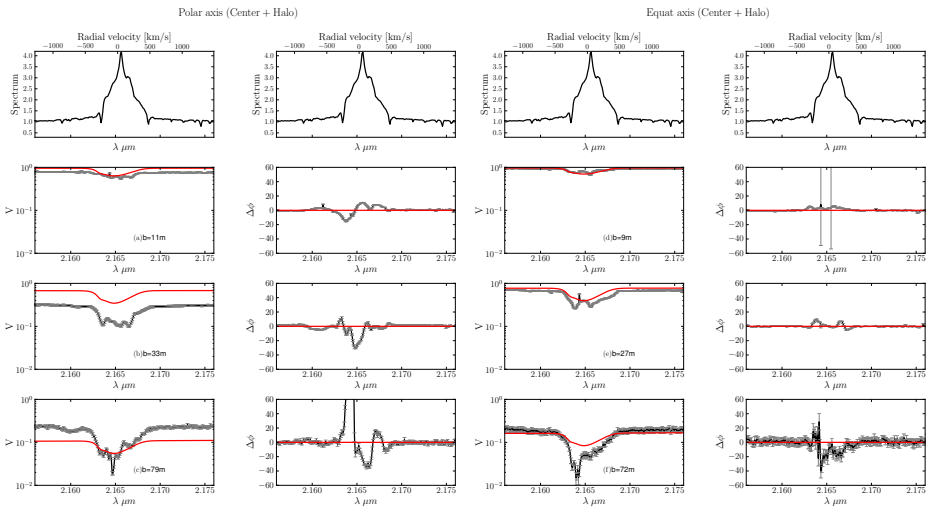
Les paramètres des éjectas ont été réglés à la main de façon à reproduire au mieux le déplacement du photocentre sur l'axe polaire En particulier le rapport de flux a été réglé regardant le spectre et la phase différentielle sur l'axe polaire (voir le Tab. 8.6).



(a)



(b)



(c)

FIGURE 8.32 – Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13.

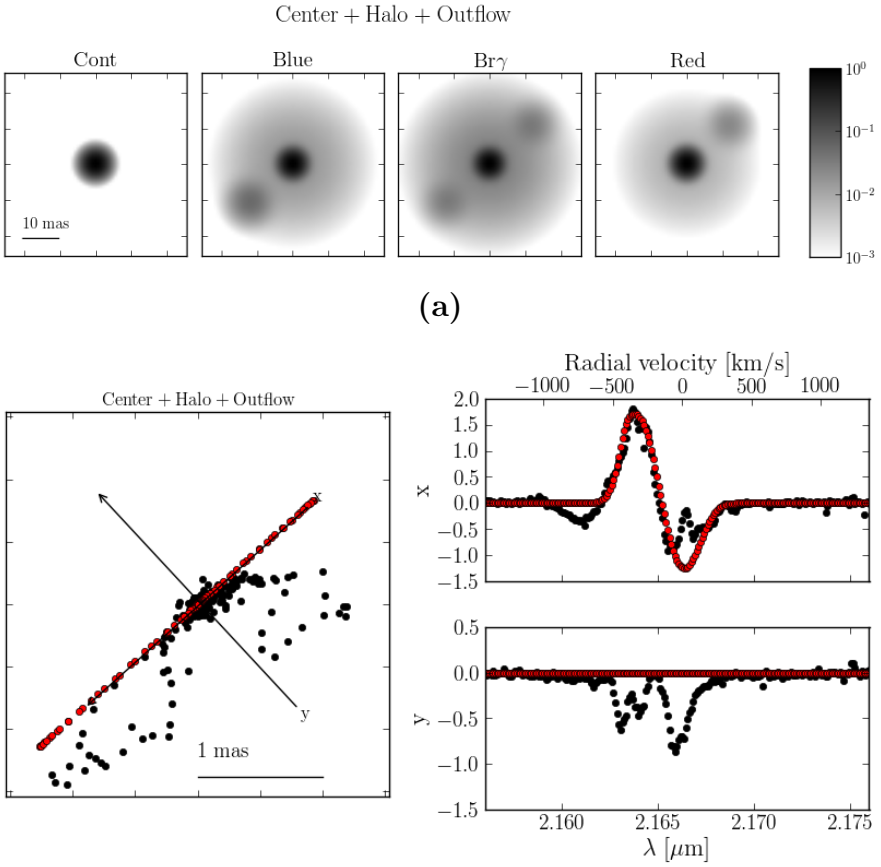


FIGURE 8.33 – Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, et les éjectas polaires. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13.

La Fig. 8.33 montre l'image, le déplacement du photocentre, la visibilité et la phase différentielle dans le cas du modèle à éléments gaussiens combinant le cœur, le halo et les éjectas polaires.

La structure équatoriale

Afin d'introduire un décalage du photocentre sur l'axe équatorial, nous introduisons une nouvelle composante distribuée sur le plan équatorial de l'objet.

Cela pourrait être un disque de matière en rotation autour du centre. Pour modéliser la structure équatoriale, nous prenons deux éléments gaussiens avec deux spectres associés, le premier, décalé vers le rouge et le deuxième, décalé vers la bleu.

Cette nouvelle composante introduit un décalage du photocentre dans la direction équatoriale. En réglant attentivement l'ensemble des paramètres il est possible, en principe, d'ajuster une partie de la courbe du photocentre, l'aile rouge ou l'aile bleue autour de la raie Brγ.

Les paramètres de cette structure ont été fixé de façon à reproduire le déplacement du photocentre sur l'axe équatorial pour ajuster au mieux l'aile bleue de la courbe du photocentre (voir le Tab. 8.6).

La Fig. 8.34 montre l'image, les déplacements du photocentre, la visibilité et la phase différentielle extraites à partir du modèle à éléments gaussiens construit en considérant le cœur, le halo, les éjectas polaire et la composante équatoriale.

L'effet combiné de l'éjection bipolaire et de la structure équatoriale produit un déplacement du photocentre à forme de 8 sur le plan du ciel. La dimension et l'aplatissement de cette courbe dépend de tous les paramètres du système. Dans le cas où les caractéristiques des spectres sont identiques, c'est-à-dire la même vitesse moyenne et la même dispersion de vitesse, alors la courbe sera complètement aplatie devenant un segment de ligne droite. Dans tous les cas, les deux boucles de la courbe à forme de 8 seront dans deux quadrants opposés entre eux. Le 8 serait parfaitement symétrique par rapport au photocentre si nous négligions les autres éléments du modèle, et notamment le profil P-Cygni du cœur. Dans le cas que nous considérons, les projections du photocentre sur l'axe polaire et l'axe équatorial doivent être à forme de S allongé. Cela ne correspond pas à ce que nous obtenons à partir des données.

Le photocentre calculé à partir des données montre une forte asymétrie par rapport à l'axe polaire x que nous ne pouvons pas expliquer en considérant les éléments évoqués jusqu'ici. Dans le cas illustré en Fig. 8.34, nous avons choisi de régler les paramètres de la matière équatoriale de façons à ajuster la boucle du 8 qui correspond à l'aile blue du spectre. Quel que soit le réglage des paramètres du modèle nous ne pouvons pas ajuster en même

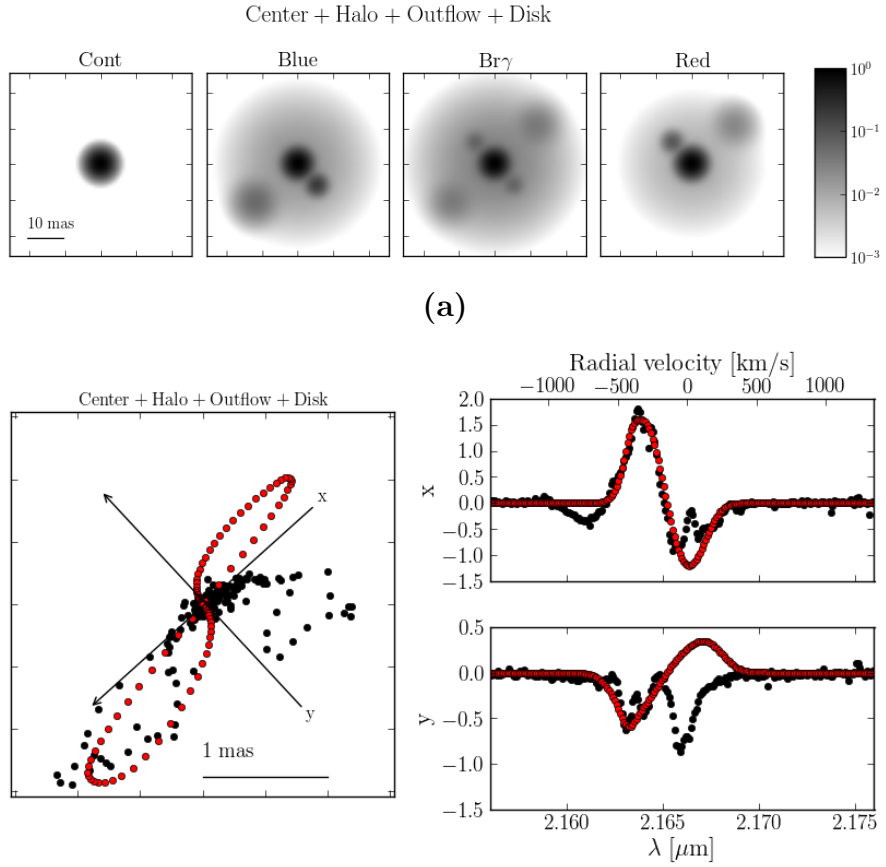


FIGURE 8.34 – Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, et la matière sur le plan équatorial. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13.

temps les deux parties de la courbe du photocentre.

La retombée de matière dans la direction polaire

La projection du photocentre sur l'axe polaire x indique une composante à grande vitesse sur l'aile bleue du spectre, à environ -600 km s^{-1}. Cela semblerait indiquer qu'il y a de la matière qui se rapproche du centre du système du côté où il y a l'éjection polaire dans la direction opposée. Cela pourrait être expliqué imaginant la retombée d'une partie de la matière éjectée dans la direction polaire. Nous avons ajouté au modèle une composante spécifique pour décrire ce que nous supposons être une retombée de matière. Cette composante pourrait expliquer la première partie de la courbe du photocentre où nous avons une boucle allongée sur l'axe polaire du côté des x négatifs. Les paramètres de cette composante ont été réglés pour reproduire au mieux la projection du photocentre sur l'axe polaire x dans l'aile bleue de la raie Brγ (voir le Tab. 8.6).

La Fig. 8.35 montre l'image, la courbe du photocentre, les visibilités et les phases différentielles du modèle quand on ajoute la composante de retombée de matière.

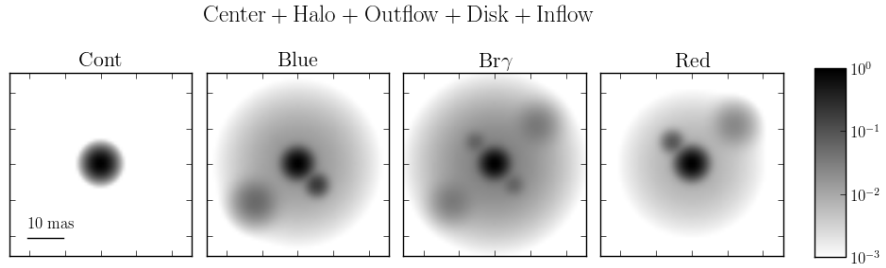
Le nœud de matière

Les seules composantes d'éjection bipolaire et de matière en rotation sur le plan équatorial ne permettent pas d'obtenir l'asymétrie de la courbe du photocentre par rapport à l'axe polaire. Afin de justifier cette asymétrie, à titre d'exemple, nous avons essayé d'ajouter une composante en éloignement *ad hoc*, inspiré par les nœuds de Weigelt. La position et le spectre de ce nouvel élément ont été choisi afin d'ajuster au mieux la courbe du photocentre et de rompre enfin la symétrie présente dans le modèle.

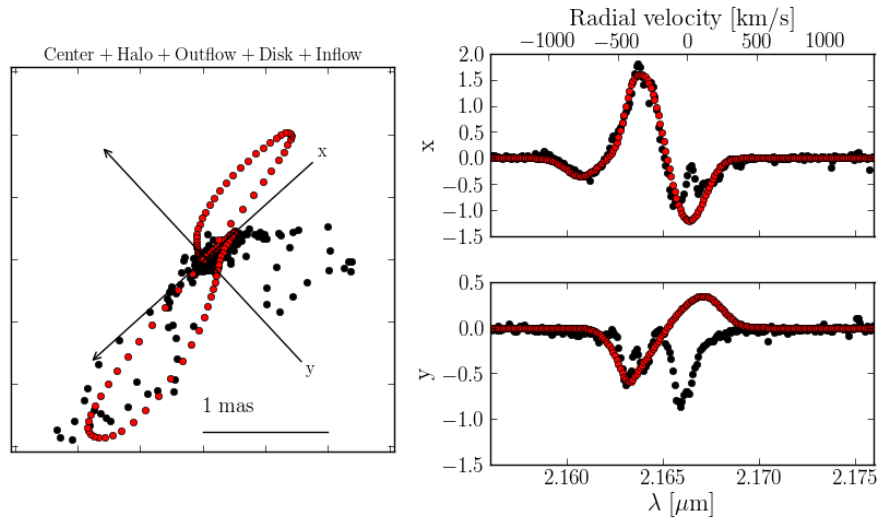
La Fig. 8.36 montre l'image, la courbe du photocentre, les visibilités et les phases différentielles du modèle quand on considère aussi le nœud de Weigelt.

L'ensemble des composantes considérées jusqu'ici laissent plusieurs zones du spectre et de la courbe du photocentre inexpliquées. En particulier, le modèle proposé ne contraint pas finement la courbe du photocentre dans l'aile rouge de la raie.

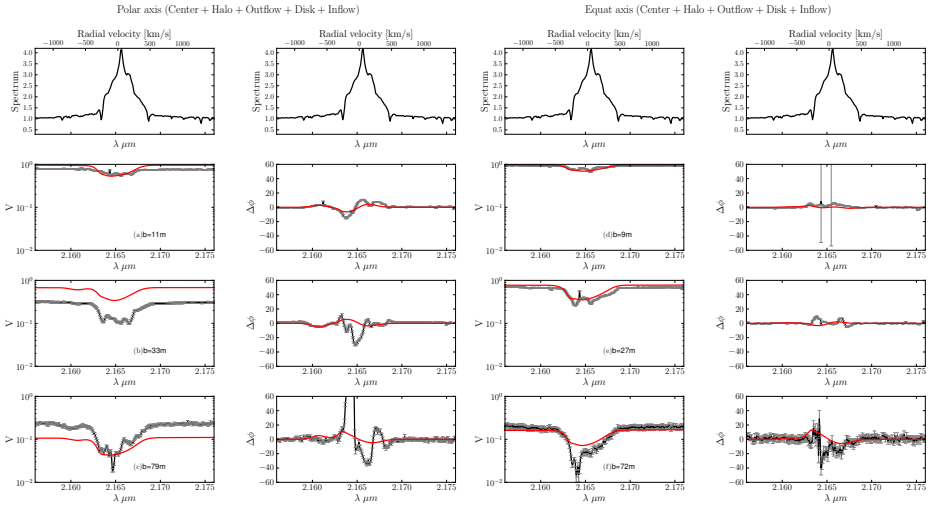
Le photocentre confirme la présence de structures très compactes spectralement. Ceci est compatible avec la présence d'agglomérats de matière en mouvement. Une étape successive serait d'utiliser les données relatives aux périodes 2008 et 2009 pour étudier l'évolution temporelle des structures identifiées.



(a)

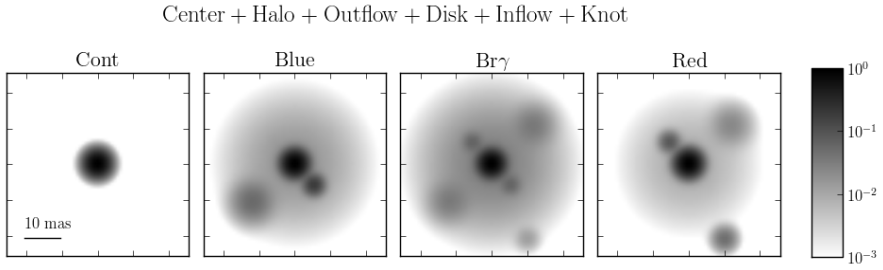


(b)

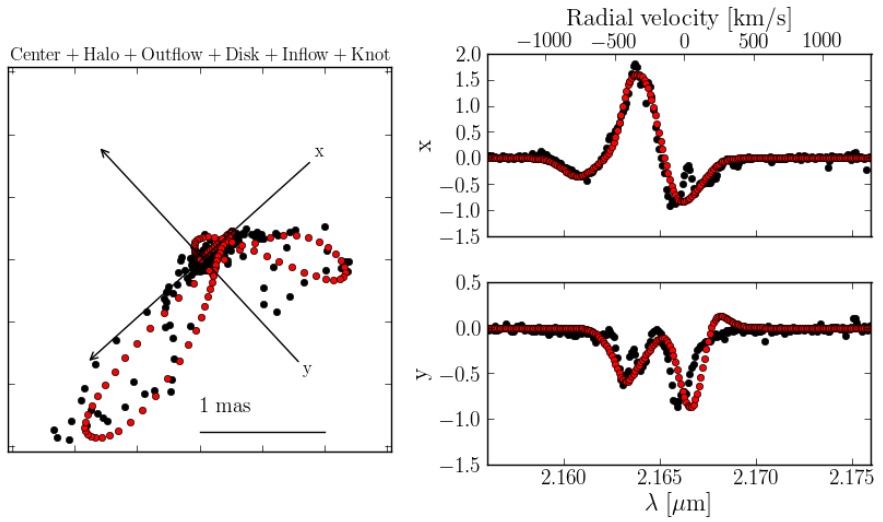


(c)

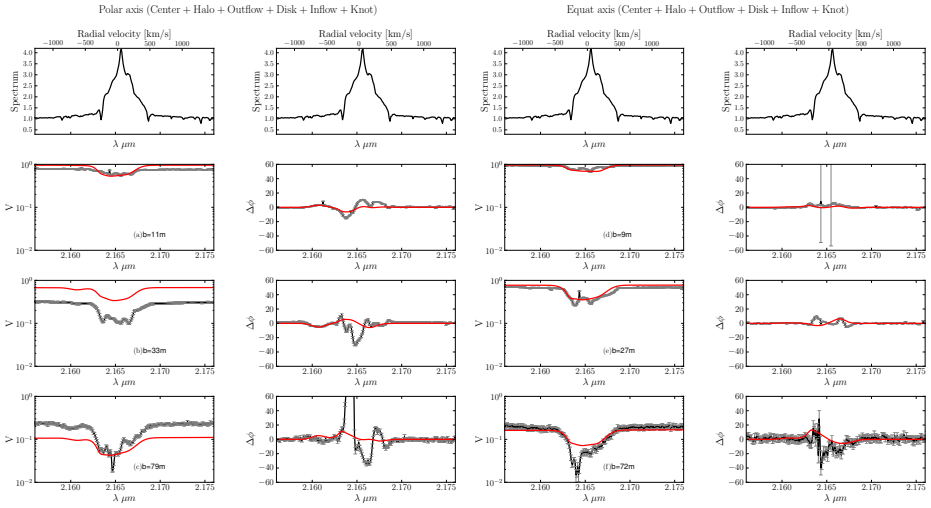
FIGURE 8.35 – Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, la matière sur le plan équatorial, et la retombée de matière. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13.



(a)



(b)



(c)

Figure 8.36 – Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, la matière sur le plan équatorial, la retombée de matière et le nœud de Weigelt. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13.

8.8 Le récapitulatif

Dans ce chapitre, nous avons présenté le travail de reconstruction d'image multi-longueur d'onde à partir de données interférométriques VLTI/AMBER d'η Car et de son environnement proche. Le cube d'image reconstruit, nous a permis de mettre en lumière la signature P-Cygni dans la raie Brγ dans la région centrale de l'objet.

Nous avons aussi présenté la structure complexe des déplacements du photocentre différentiel essayant d'en tracer une explication. Le photocentre montre une asymétrie dans la direction équatoriale. L'analyse de la courbe du photocentre avec le modèle à éléments gaussiens montre que celui-ci n'est pas explicable en combinant seulement une éjection bipolaire et une structure de matière sur le plan équatorial.

Ce travail représente la base d'une publication qui est actuellement en preparation.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

A voler saver de tuto, se sa anca de mona

proverbe populaire de Vérone

Le contexte

L'observation et la caractérisation des planètes hors du système solaire et l'étude de l'environnement circumstellaire demandent des instruments hautement performants en matière de dynamique et de résolution angulaire. Dans ce cadre, l'interférométrie représente un outil très puissant pour permettre d'atteindre des détails angulaires inaccessibles, du moins pour le moment, avec les instruments de l'optique traditionnels.

La reconstruction d'image à partir de mesures interférométriques est un des outils fondamentaux pour l'interprétation de l'information contenue dans chaque observation. Cela est d'autant plus vrai dans le cas d'étude d'environnements circumstellaires, où la complexité des structures observées rend très difficile l'approche par ajustement de modèles.

Le développement d'instruments interférométriques à haute résolution spectrale telle que AMBER, et bientôt MATISSE et GRAVITY, rend l'imagerie polychromatique une priorité. Cela dans le but d'exploiter et de valoriser l'information spectrale. C'est pourquoi la recherche et l'adaptation de nouvelles méthodes et de nouveaux algorithmes pour la reconstruction d'image sont primordiaux.

Le bilan

La question fondamentale que je me suis posée et qui, en quelque sorte, a guidé mon travail est : *Est-il possible de faire de la reconstruction d'image*

à partir de mesures réalisées avec un interféromètre annulant ? Si oui, comment faire ? Pour essayer de répondre à cette question il a été tout d'abord nécessaire de me former sur plusieurs aspects. D'une part, il y avait la reconstruction d'image à partir d'observables spectro-interférométriques classiques. D'autre part, il était nécessaire de tracer un lien entre les méthodes d'inversion du problème inverse dans le cas classique et celui dans le cas de l'interférométrie annulant. Pour cette raison, ma thèse s'articule sur deux volets principaux.

Une première partie de mon travail a été celle d'investiguer et de comparer les performances de l'interférométrie en frange sombre par rapport à l'interférométrie en frange brillante dans le cadre du problème inverse. Pour cela j'ai réalisé une série de simulations qui montre qu'il est possible de contraindre les paramètres d'un objet composé d'une étoile plus une planète obsérvé avec un interféromètre annulant en rotation sur son axe. J'ai aussi mis en évidence que l'erreur relative sur les valeurs calculées est systématiquement plus petite dans le cas du nulling polychromatique par rapport au cas monochromatique. Dans ce cadre, la campagne de mesure sur le banc PERSEE m'a permis de collecter une série de données qui ont été éxploitées afin de caractériser le taux d'extinction polychromatique pour une source hors axe.

Une deuxième partie de mon travail a été l'amélioration et le développement d'outils de reconstruction d'image. En particulier, j'ai proposé une méthode basée sur une approche Monte Carlo pour fixer l'hyper-paramètre μ qui règle le poids de la régularisation. Ces différents outils ont été appliqués pour étudier l'environnement circumstellaire de deux étoiles évoluées : Achernar et η Car.

À partir d'une série d'observations PIONIER d'Achernar, j'ai produit des images monochromatiques relatives à différentes périodes étalées entre 2011 et 2014. Cela a permis de mettre en évidence, en 2014, la présence d'un halo de matière circumstellaire en formation autour de l'étoile.

Ensuite, à partir de données spectro-interférométriques AMBER, j'ai réalisé une image polychromatique d'η Car et de son environnement. La procédure de reconstruction combine une approche statistique, l'auto-calibration des données, ainsi que la méthode du remplissage des basses fréquences. Je me suis aussi penché sur l'interprétation des courbe du photocentre différentiel calculé à partir des données qui montre clairement une asymétrie par rapport à l'axe équatorial. Un modèle simplifié permet de faire de considération sur le type et le nombre de composantes minimales nécessaires pour décrire l'objet.

Les perspectives

"L'imagerie à partir du nulling est-elle possible ?" Le travail que j'ai réalisé pendant ces trois années ne permet pas encore de répondre formellement à la question fondamentale soulevée au tout début. Néanmoins il est source d'une série de considérations et d'éléments de réflexion.

Si, à partir de mesures de taux d'extinction, nous étions capables d'extraire la visibilité et la phase associée, nous pourrions les utiliser pour faire de la reconstruction d'image avec les algorithmes déjà existant pour le cas classique. Il serait intéressant de réfléchir au schéma d'un interféromètre annulant capable d'extraire l'information de la phase différentielle et du taux d'extinction polychromatique.

À plus long terme, cette réflexion s'inscrit dans les travaux autour du Planet Formation Imager (PFI), projet dont on commence à parler au sein de la communauté scientifique. PFI aura pour but d'imager les objets jeunes ainsi que les régions de formation planétaires. Le débat sur le type de technique qui doit être utilisée pour la réalisation de l'observatoire est encore ouvert. Une combinaison entre l'interférométrie en frange brillante et celle en frange sombre pourrait être retenue si un réel avantage du nulling dans le cadre de l'inversion du problème inverse devait être avéré.

Les futurs instruments comme MATISSE et GRAVITY sont fortement adaptés pour la reconstruction d'image polychromatique. Le développement et l'amélioration de technique d'imagerie indirecte hyperspectrale deviennent donc prioritaires. Une amélioration possible de la méthode d'autocalibration viendrait de la combinaison de l'information contenue dans la clôture de phase et dans la phase différentielle. Ces deux observables dérivent directement de la phase de l'objet que nous cherchons à restaurer. Combiner opportunément la phase différentielle et la clôture de phase en fonction de l'erreur sur chaque mesure, permettrait d'améliorer l'estimation de la phase de l'objet et de lui associer une plus petite erreur.

Dans le cadre de l'analyse des données spectro-interférométriques, le photocentre différentiel offre un outil puissant pour étudier la dynamique des structures qui composent l'environnement circumstellaire. Il serait intéressant de réaliser un suivi temporel d'objets avec un environnement variable. Dans le cas d'Achernar, l'étude des déplacements du photocentre permettrait de mieux caractériser la forme et la dynamique du disque sur différentes périodes. Il serait aussi possible d'identifier la phase orbitale du compagnon permettant ainsi d'en caractériser l'orbite.

En conclusion, ma thèse apporte des éléments de méthodologie pour l'analyse et la reconstruction d'image hyperspectrale. Ces méthodes m'ont permis d'étudier l'environnement d'Achernar et d'η Car. Une réflexion sur le potentiel de l'interférométrie en frange noire dans le cadre de l'inversion

du problème inverse a été abordée.

Références

Andriesse, C. D., Donn, B. D., & Viotti, R. 1978, MNRAS, 185, 771

Balona, L. A., Engelbrecht, C. A., & Marang, F. 1987, MNRAS, 227, 123

Baron, F., Kloppenborg, B., & Monnier, J. 2012, in Proc. SPIE, Vol. 8445, Optical and Infrared Interferometry III, 84451D

Baron, F. & Young, J. S. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry, 70133X

Baudoz, P., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2004, in SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, ed. F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier, & L. Pagani, 123

Beckers, J. M. 1982, Optica Acta, 29, 361

Bracewell, R. N. & MacPhie, R. H. 1979, Icarus, 38, 136

Carciofi, A. C. & Bjorkman, J. E. 2006, ApJ, 639, 1081

Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41

Cassaing, F. 2006, in ESA Special Publication, Vol. 621, ESA Special Publication, 22

Cassaing, F., Le Duigou, J. M., Amans, J. P., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1

Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, A&A, 378, 861

Chesneau, O., Min, M., Herbst, T., et al. 2005, A&A, 332, 165

Colavita, M., Akeson, R., Wizinowich, P., et al. 2003, ApJ, 592, L83

Colavita, M. M., Wizinowich, P. L., Akeson, R. L., et al. 2013, PASP, 125, 1226

Conti, P. S. 1984, in IAU Symposium, Vol. 105, Observational Tests of the Stellar Evolution Theory, ed. A. Maeder & A. Renzini, 233

Corcoran, M. F. 2005, AJ, 129, 2018

Corcoran, M. F. 2011, Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege, 80, 578

Dalla Vedova, G., Menut, J.-L., Millour, F., et al. 2014a, 67

Dalla Vedova, G., Petrov, R., & Millour, F. 2014b, 9146, 1

Damineli, A. 1996, ApJ, 460, L49

Damineli, A., Conti, P. S., & Lopes, D. F. 1997a, New A, 2, 107

Damineli, A., Hillier, D. J., Corcoran, M. F., et al. 2008a, MNRAS, 386, 2330

Damineli, A., Hillier, D. J., Corcoran, M. F., et al. 2008b, MNRAS, 384, 1649

Damineli, A., Kaufer, A., Wolf, B., et al. 2000, ApJ, 528, L101

Damineli, A., Stahl, O., Kaufer, A., & Lopes, D. F. 1997b, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 29, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1261

Danchi, W. C., Allen, R. J., Benford, D. J., et al. 2003, in ESA Special Publication, Vol. 539, Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, ed. M. Fridlund, T. Henning, & H. Lacoste, 83–90

Danchi, W. C., Allen, R. J., Benford, D. J., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, ed. W. A. Traub, 236

Danchi, W. C., Barry, R. K., Lopez, B., et al. 2010, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, ed. V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, & I. Ribas, 188

Davidson, K. & Humphreys, R. M. 1997, ARA&A, 35, 1

Davidson, K., Martin, J., Humphreys, R. M., et al. 2005, AJ, 129, 900

Davidson, K., Smith, N., Gull, T. R., Ishibashi, K., & Hillier, D. J. 2001, AJ, 121, 1569

Dipierro, G., Price, D., Laibe, G., et al. 2015, MNRAS, 453, L73

Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, A&A, 407, L47

Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Moser Faes, D., et al. 2014, A&A, 569, A10

Eisenhauer, F., Perrin, G., Straubmeier, C., et al. 2008, in IAU Symposium, Vol. 248, A Giant Step : from Milli- to Micro-arcsecond Astrometry, ed. W. J. Jin, I. Platais, & M. A. C. Perryman, 100–101

Elad, M., Milanfar, P., & Rubinstein, R. 2007, Inverse Problems, 23, 947

Faes, D. M. 2012, in An interferometric view of hot star disks, ed. D. S. in Fundamental & A. Sciences (Institute of Astronomy, Geophysics and Atmospheric Sciences - University Nice-Sophia Antipolis (UNS))

Falcke, H., Davidson, K., Hofmann, K.-H., & Weigelt, G. 1996, A&A, 306, L17

Fernández-Lajús, E., Fariña, C., Torres, A. F., et al. 2009, A&A, 493, 1093

Fizeau, H. 1851, C.R. Acad. Sci.

Fizeau, H. 1868, C.R. Acad. Sci., 934

Frew, D. J. 2004, Journal of Astronomical Data, 10, 6

Fried, D. L. 1966, Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 56, 1372

Galilei, G. 1610, Sidereus Nuncius

Gaviola, E. 1950, ApJ, 111, 408

Glindemann, A. 2010, in Principles of Stellar Interferometry, ed. Astronomy & A. Library (www.springer.com : Springer)

Haguenauer, P., Abuter, R., Alonso, J., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 0

Han, E., Wang, S. X., Wright, J. T., et al. 2014, PASP, 126, 827

Henley, D. B., Corcoran, M. F., Pittard, J. M., et al. 2008, ApJ, 680, 705

Herschel, Sir, J. F. W. 1847, Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope ; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825

Hillier, D. J., Davidson, K., Ishibashi, K., & Gull, T. 2001, ApJ, 553, 837

Hofmann, K.-H. & Weigelt, G. 1988, A&A, 203, L21

Hofmann, K.-H. & Weigelt, G. 1993, A&A, 278, 328

Hofmann, K.-H., Weigelt, G., & Schertl, D. 2014, A&A, 565, A48

Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417

Humphreys, R. M. & Davidson, K. 1979, ApJ, 232, 409

Humphreys, R. M. & Davidson, K. 1994, PASP, 106, 1025

Ireland, M. J., Monnier, J. D., & Thureau, N. 2006, in Proc. SPIE, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 62681T

Ishibashi, K., Corcoran, M. F., Davidson, K., et al. 1999, ApJ, 524, 983

Ishibashi, K., Gull, T. R., Davidson, K., et al. 2003, AJ, 125, 3222

Jackson, S., MacGregor, K. B., & Skumanich, A. 2004, ApJ, 606, 1196

Jacquinod, S. 2010, in Interférométrie annullante pour l'exoplanètologie, ed. École Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Île-de France (Université Paris-Sud XI)

Jacquinod, S., Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1

Jaschek, M., Slettebak, A., & Jaschek, C. 1981, Be star terminology., Be Star Newsletter

Jennison, R. C. 1958, MNRAS, 118, 276

Kant, I. 1798, Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels

Kasting, J., Traub, W., Roberge, A., et al. 2009, in Astronomy, Vol. 2010, astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey

Kervella, P., Coudé du Foresto, V., Glindemann, A., & Hofmann, R. 2000, in Proc. SPIE, Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 31–42

Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, A&A, 453, 1059

Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2007, A&A, 474, L49

Kervella, P., Domiciano de Souza, A., & Bendjoya, P. 2008, A&A, 484, L13

Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2014, A&A, 564, A80

Labeyrie, A. 1975, ApJ, 196, L71

Lachaume, R. 2003, A&A, 400, 795

Laplace, P. S., Bowditch, N., & Bowditch, N. I. 1829, Mécanique céleste

Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67

Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., et al. 1996, Ap&SS, 241, 135

Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, Ap&SS, 286, 73

Lena, P. 2008, in L'Observation en Astrophysique, ed. C. éditions (17, avenue du Hoggar, BP 112, Parc d'activités de courtbœuf 91944 Les Ulis Cedex A : EDP Sciences)

Longshaw, N. 2009, Journal of the British Astronomical Association, 119, 222

Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W., et al. 2014, The Messenger, 157, 5

Lozi, J. 2012, in Caractérisation du banc stabilisé d'interférométrie en frange noire PERSEE, ed. École Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Île-de France (Université Paris-Sud XI)

Martinache, F. 2010, ApJ, 724, 464

Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

Meaburn, J., Wolstencroft, R. D., & Walsh, J. R. 1987, A&A, 181, 333

Mehner, A., Davidson, K., Ferland, G. J., & Humphreys, R. M. 2010, ApJ, 710, 729

Meimon, S. C., Mugnier, L. M., & Le Besnerais, G. 2005, Optics Letters, 30, 1809

Michelson, A. A. 1891a, PASP, 3, 274

Michelson, A. A. 1891b, PASP, 3, 217

Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, ApJ, 53

Millour, F. 2008, New A Rev., 52, 177

Millour, F. & Dalla Vedova, G. 2015, IAU General Assembly, 22, 57065

Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, A&A, 526, A107

Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al. 2004, in Proc. SPIE, Vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, ed. W. A. Traub, 1222

Millour, F. A., Vannier, M., & Meilland, A. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., et al. 2006, in Proc. SPIE, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 62681P

Morse, J. A., Davidson, K., Bally, J., et al. 1998, AJ, 116, 2443

Morse, J. A., Kellogg, J. R., Bally, J., et al. 2001, ApJ, 548, L207

Pearson, T. J. & Readhead, A. C. S. 1984, ARA&A, 22, 97

Petrov, R. G. 1989, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 274, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 249

Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1

Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, Icarus, 124, 62

Renard, S., Thiébaut, E., & Malbet, F. 2011, A&A, 533, A64

Schutz, A., Ferrari, A., Mary, D., et al. 2014, Journal of the Optical Society of America A, 31, 2334

Serabyn, E. 2000, in Proc. SPIE, Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 328–339

Serabyn, E., Mennesson, B., Colavita, M. M., Koresko, C., & Kuchner, M. J. 2012, ApJ, 748, 55

Slettebak, A. 1982, ApJS, 50, 55

Smith, N. 2006, ApJ, 644, 1151

Smith, N. 2011, MNRAS, 415, 2020

Smith, N., Gehrz, R. D., Hinz, P. M., et al. 2003, AJ, 125, 1458

Smith, N., Morse, J. A., Gull, T. R., et al. 2004, ApJ, 605, 405

Stee, P., Mourard, D., Bonneau, D., et al. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 449, Astronomical Polarimetry 2008 : Science from Small to Large Telescopes, ed. P. Bastien, N. Manset, D. P. Clemens, & N. St-Louis, 15

Stephan, E. 1874, C.R. Acad. Sci., 1008

Tarantola, A. 2005, in Inverse Problem Theory, ed. S. for Industrial & A. Mathematics (Institut de Physique du Globe de Paris, Université de Paris 6, Paris France : Siam)

Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29

Thackeray, A. D. 1949, The Observatory, 69, 31

Thiébaut, E. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Thiébaut, É. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 59, EAS Publications Series, ed. D. Mary, C. Theys, & C. Aime, 157–187

Thiébaut, É., Soulez, F., & Denis, L. 2013, Journal of the Optical Society of America A, 30, 160

van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653

Verner, E., Bruhweiler, F., & Gull, T. 2005, ApJ, 624, 973

Vinicius, M. M. F., Zorec, J., Leister, N. V., & Levenhagen, R. S. 2006, A&A, 446, 643

von Zeipel, H. 1924, MNRAS, 84, 684

Walborn, N. R. 1973, ApJ, 179, 517

Walborn, N. R., Blanco, B. M., & Thackeray, A. D. 1978, ApJ, 219, 498

Weigelt, G., Albrecht, R., Barbieri, C., et al. 1995, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, vol. 27, Vol. 2, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. V. Niemela, N. Morrell, & A. Feinstein, 11

Weigelt, G. & Ebersberger, J. 1986, A&A, 163, L5

Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al. 2007, A&A, 464, 87

Westphal, J. A. & Neugebauer, G. 1969, ApJ, 156, L45

Woolf, N. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 213, Bioastronomy 99, ed. G. Lemarchand & K. Meech

Young, T. 1800, Outlines of experiments and inquiries respecting sound and light

Annexe A

Les détails de calcul

A.1 L'équation de l'interférogramme

Ici, le détail de l'équation Eq. 2.2.11 présenté en Sec. 2.2, que nous repetons ici pour simplicité.

$$\mathcal{I}(\vec{\beta}) = \sum_{i,j} \Big\langle \iiint \Big| A(\vec{\alpha}) \Big|^2 e^{-i2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot(\vec{\gamma}-\vec{\gamma}')} \cdot \Pi_i(\vec{\gamma}) \Pi_j^*(\vec{\gamma}')\, d\gamma\, d\gamma'\, d\alpha \Big\rangle_t \quad (2.2.11)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{I}(\vec{\beta}) &= \Big\langle \big| \Psi_D(\vec{\beta}) \big|^2 \Big\rangle_t = \Big\langle \Psi_D(\vec{\beta}) \cdot \Psi_D^*(\vec{\beta}) \Big\rangle_t \\
&= \Big\langle \Big(\iiiint A(\vec{\alpha}) \cdot e^{-i(\omega t + \phi(\vec{\alpha}))} \cdot e^{-i2\pi((\vec{\alpha}-\vec{\beta})\cdot\vec{\gamma})} \cdot \Big(\sum_i \Pi_i(\vec{\gamma}) \Big)\, d\gamma\, d\alpha \Big) \\
&\cdot \Big(\iiiint A^*(\vec{\alpha'}) \cdot e^{i(\omega t + \phi(\vec{\alpha'}))} \cdot e^{i2\pi((\vec{\alpha'}-\vec{\beta})\cdot\vec{\gamma'})} \cdot \Big(\sum_j \Pi_j^*(\vec{\gamma'}) \Big)\, d\gamma'\, d\alpha' \Big) \Big\rangle_t \\
&= \Big\langle \iiint \Big| A(\vec{\alpha}) \Big|^2 \cdot \Big(\sum_{i,j} e^{-i2\pi(\vec{\alpha}-\vec{\beta})(\vec{\gamma}-\vec{\gamma}')} \cdot \Pi_i(\vec{\gamma}) \cdot \Pi_j^*(\vec{\gamma}') \Big)\, d\gamma\, d\gamma'\, d\alpha \Big\rangle_t
\end{aligned}$$

Annexe B

La liste des observations

B.1 Les données η Carinae

Date	MJD	Mode	Sp. line	Nb obs.	Dataset
2008 Mar. 09	54534	HR calib.	Brγ	1	2008-Brγ
2008 Mar. 23	54548	HR calib.	Brγ	1	
2008 Mar. 26	54551	HR calib.	Brγ	3	
2008 Apr. 03	54559	HR calib.	Brγ	3	
2008 Apr. 06	54562	HR calib.	Brγ	3	
2008 Mar. 04	54529	HR calib.	HeI	2	2008-HeI
2008 Mar. 09	54534	HR calib.	HeI	2	
2008 Mar. 23	54548	HR calib.	HeI	2	
2008 Mar. 26	54551	HR calib.	HeI	5	
2008 Apr. 03	54559	HR calib.	HeI	2	
2008 Apr. 06	54562	HR calib.	HeI	3	
2009 Jan. 06	54837	HR calib.	Brγ	1	2009-Brγ
2009 Jan. 07	54838	HR calib.	Brγ	1	
2009 Apr. 28	54949	HR calib.	Brγ	1	
2009 Jan. 01	54832	HR calib.	HeI	8	2009-HeI
2009 Jan. 03	54834	HR calib.	HeI	2	
2009 Jan. 04	54548	HR calib.	HeI	6	
2009 Jan. 05	54836	HR calib.	HeI	2	
2009 Jan. 06	54837	HR calib.	HeI	3	
2009 Jan. 07	54838	HR calib.	HeI	1	
2009 Jan. 08	54839	HR calib.	HeI	3	
2009 Jan. 18	54849	HR calib.	HeI	2	
2009 Jan. 24	54855	HR calib.	HeI	3	
2009 Mar. 05	54895	HR calib.	HeI	10	
2009 Mar. 06	54896	HR calib.	HeI	2	
2009 Mar. 07	54897	HR calib.	HeI	5	

Date	MJD	Mode	Sp. line	Nb obs.	Dataset
2013 Dec. 31	56657	HR calib.	Brγ	2	2014-Brγ
2014 Jan. 04	56651	HR calib.	Brγ	1	
2014 Jan. 19	56676	HR calib.	Brγ	2	
2014 Jan. 20	56677	HR calib.	Brγ	7	
2014 Jan. 21	56678	HR not calib.	Brγ	9	
2014 Feb. 03	56691	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 06	56694	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 07	56695	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 08	56696	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 09	56697	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 13	56701	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 14	56702	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 21	56709	HR not calib.	Brγ	2	
2014 Feb. 22	56710	HR not calib.	Brγ	3	
2014 Feb. 23	56711	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 24	56712	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 25	56713	HR not calib.	Brγ	1	
2014 Feb. 26	56714	HR not calib.	Brγ	2	
2014 Feb. 27	56715	HR not calib.	Brγ	3	
2014 Feb. 28	56716	HR not calib.	Brγ	2	
2014 Mar. 04	56720	HR not calib.	Brγ	2	
2014 Mar. 05	56721	HR calib.	Brγ	3	
2014 Feb. 03	56691	HR not calib.	HeI	1	2014-HeI
2014 Feb. 09	56697	HR not calib.	HeI	1	
2014 Feb. 15	56703	HR not calib.	HeI	2	

Tableau B.1 – Journal des observations d'η Car avec l'instrument AMBER/VLTI

Annexe C

Le matériel complémentaire sur PERSEE

Cette annexe contient du matériel complémentaire par rapport à la compagne de mesure effectuée sur le banc optique PERSEE. La Sec.C.1 présent l'ensemble des données collectées pendant le premier semestre du 2013, lors de la campagne de mesure sur le banc. Nous indiquons l'horaire de sauvegarde des fichiers pour permettre, à ceux qui voulaient, de les retrouver dans les archives. La Sec.C.2 est dédiée aux cartes du taux d'extinction réalisées à partir des données disponibles.

C.1 Les mesures PERSEE

Les données de la campagne de mesure sur le banc PERSEE ont été colléctées sur deux périodes principales ; la première relative à la fin du mois d'avril et la deuxième pendant les derniers jours du mois de mai. Les problèmes rencontrés qui empêchent l'utilisation des données sont détaillés pour chaque série de mesures. Malheureusement, la plupart des mesures du mois d'avril ne sont pas exploitables par manque de mesures de photométrie. L'absence de photométrie rend inutiles les données du mois d'avril.

Les valeurs d'OPD et tilt maximal reporté dans les différents tableaux représentent les valeurs des commandes injectées aux actuateurs des miroirs M6. L'horaire indiqué dans le tableau des mesures faites correspond au nom du fichier des données sauvegardées et permet ainsi de les retrouver parmi les nombreux fichiers de la compagne de mesure sur le banc PERSEE.

Les mesures du 26/04/2013

Les mesures du 26 avril sont sur l'axe. Aucun fichier de commande de OPD et suiveur de franges n'a été lancé. Nous avons rencontré plusieurs problèmes de transfert des données. Les mesures ont été prises avec une

densité présente sur la voie scientifique. Ceci réduit énormément le flux transmis au détecteur. Aucune mesure de courant d'obscurité n'a été prise. La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes. Les LAR sont allumés. Après avoir calibré l'instrument, nous avons effectué 4 sériés de mesures.

- **mesure_null_base** (4 mesures) : Mesure de null sans aucun fichier de perturbation.
- **ssPert** (3 mesures) : Pendant l'après-midi, nous refaisons les mêmes mesures du matin.
- **PEGASE** (5 mesures) : Mesures du null avec perturbations PEGASE.
- **FKSI** (5 mesures) : Mesures du null avec perturbations FKSI.

Les mesures du 28/04/2013

À partir du 28 avril nous avons commencé à investiguer le comportement du null hors axe. Des fichiers de commande (.tsv) ont été lancés. Les horaires de sauvegarde entre les fichiers caméra et suiveur de franges ne correspondent pas car il y a un décalage entre les horologes internes du Pc et de la caméra. La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes. Les LAR sont allumés. Après avoir calibré l'instrument, nous avons effectué 3 sériés de mesures.

- **Test-1** (4 mesures) : mesure de null avec un fichier de commande (OPD maximal 1.5 μm, tilt maximal 40 as).
- **Test-2** (3 mesures) : mesure avec fichier de commande avec seulement le tilt sur l'axe X (tilt maximal égal à 80, 50, 40 as).
- **Dark** (1 mesure) : mesure de courant d'obscurité. Nous avons remarqué que, même si nous avons minimisé la puissance de la lumière pour faire la mesure de dark, celle-ci émet encore un flux résidu. Il est donc nécessaire, d'éteindre manuellement la source à chaque mesure de dark.

Les mesures du 29/04/2013

Continuation des mesures commencées la veille. Les notations X, Y, et OPD indiquent le tilt maximal en x et en y, et l'OPD maximal. La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes. Les LAR sont allumés. Après avoir calibré l'instrument, nous avons effectué 13 sériés de mesures.

- **Dark** (3 mesures) : le long de l'après-midi. Cette fois la source est éteinte manuellement.
- **Test-3** (1 mesure) : X=0 as, Y=0 as, OPD=2 microns.
- **Test-4** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=2 microns.
- **Test-5** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=1 microns.

- **Test-6** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=3 microns.
- **Test-7** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=2.5 microns.
- **Test-8** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=0.05 microns.
- **Test-9** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=1.5 microns.
- **Test-10** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=4 microns.
- **Test-11** (3 mesures) : X=40 as, Y=0 as, OPD=5 microns.
- **Test-12** (1 mesure) : X=40 as, Y=0 as, OPD=0.02 microns.
- **Test-13** (1 mesure) : balayage avec X=40 as, Y=0 as, OPD=0 microns.
- **Test-14** (1 mesure) : balayage avec X=40 as, Y=30 as, OPD=0 microns.

Les mesures du 24/05/2013

Nous avons bloqué les LAR pour réduire le bruit de fond (rms des LAR égal à 10 nm). La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes. Après avoir calibré l'instrument, nous avons effectué plusieurs mesures en balayage du champ hors axe. La première série de mesures a été prise entre 15h40 et 17h05. Nous avons fait 9 mesures avec différentes valeurs d'OPD et tip-tilt. Le tip-tilt maximal en x et en y étaient respectivement de 12, 24 et 36 as. L'OPD maximal varié de 0.5 à 1.5 micromètres. Plusieurs mesures de dark ont été prises le long de l'après-midi. Cette fois nous disposons d'une mesure de la photométrie.

Tilt \ OPD	12 as	24 as	36 as
0.5 μm	16h19	16h34	16h52
1.0 μm	15h40	16h41	17h00
1.5 μm	16h07	16h46	17h05
Dark	17h56 - 18h05 - 18h21		
PhotA		18h26	
PhotB		18h33	

Tableau C.1 – Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, première série.

Une deuxième série de mesures a été prise entre 18h50 et 19h26 et correspond à un tilt maximal compris entre 6 et 42 as. L'OPD maximal est fixé égal à 0.

Une troisième série de mesures prend en considération des tilt compris entre 12 et 36 as.

Tilt \ OPD	6 as	12 as	18 as	24 as	30 as	36 as	42 as
0.0 μm	18h50	18h56	19h01	19h07	19h13	19h17	19h26

Tableau C.2 – Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, deuxième série.

Tilt \ OPD	12 as	24 as	36 as
0.1 μm	19h37	19h42	19h48
0.2 μm	19h59	20h09	-

Tableau C.3 – Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, troisième série.

Les mesures du 27/05/2013

Après avoir calibré l'instrument, nous avons complété la troisième série de mesures du 24 mai.

Tilt \ OPD	12 as	24 as	36 as
0.2 μm	-	-	12h58
0.3 μm	14h38	14h44	14h54
0.4 μm	15h03	15h11	15h19
0.5 μm	18h05	18h13	18h19
1.0 μm	18h37	18h47	18h51
1.5 μm	19h16	19h24	19h34
Dark		17h56	
PhotA		17h50	
PhotB		17h44	

Tableau C.4 – Journal des données PERSEE du 27 mai 2013. Complètement de la troisième série de mesures du 24 mai 2013.

Les mesures du 28/05/2013

La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes. Après avoir calibré l'instrument, nous avons effectué plusieurs mesures en balayage du champ hors axe.

Une deuxième série de mesures a été prise pendant l'après-midi du 28

Tilt \ OPD	12 as	24 as	36 as	42 as
0.5 μm	-	-	-	19h13
1.0 μm	-	-	-	19h18
1.5 μm	-	-	15h47	19h23
2.0 μm	15h52	16h01	16h14	19h28
2.5 μm	17h44	18h08	18h25	-
3.0 μm	17h55	-	-	19h33
3.5 μm	18h00	18h14	18h31	-
PhotA	16h43	16h53	18h58	-
PhotB	16h49	16h59	17h39	19h03
Dark	15h13			

Tableau C.5 – Journal des données PERSEE du 28 mai 2013. Première série de mesures.

Tilt \ OPD	12 as	24 as	36 as
1.5 μm	20h35	20h26	20h16
3.0 μm	20h54	20h48	20h42
3.5 μm	21h12	21h06	20h59
Dark		15h13	
PhotA		15h06	
PhotB		15h01	

Tableau C.6 – Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, première série.

Les mesures du 29 et 30/05/2013

Chaque enregistrement ne pouvant pas dépasser les 110 secondes, cela limite fortement l'échantillonnage du balayage hors axe. Afin de réduire le pas du balayage nous divisons chaque mesure en quatre différentes parties relatives aux quatre quadrants du champ hors axe. La climatisation et la lumière de la salle blanche sont éteintes.

Tilt \ OPD	24 as	36 as	160 as
PhotA	(I) 11h51	(I) 20h06	(I) 21h09
	(II) 11h56	(II) 19h59	(II) 21h03
	(III) 12h00	(III) 19h53	(III) 20h57
	(IV) 12h05	(IV) 19h48	(IV) 20h52
PhotB	(I) 12h09	(I) 20h11	(I) 21h15
	(II) 12h14	(II) 20h28	(II) 21h20
	(III) 12h18	(III) 20h40	(III) 21h26
	(IV) 12h29	(IV) 20h46	(IV) 21h31
0.0 μm	-	-	(I) 16h41
	-	-	(II) 16h46
	-	-	(III) 16h49
	-	-	(IV) 16h54
3.5 μm	(I) 11h32	(I) 19h20	(I) 11h12
	(II) 11h36	(II) 19h28	(II) 11h17
	(III) 11h41	(III) 19h33	(III) 11h21
	(IV) 11h45	(IV) 19h38	(IV) 11h26
5.0 μm	-	-	(I) 19h16
	-	-	(II) 19h10
	-	-	(III) 19h06
	-	-	(IV) 18h59
10 μm	-	-	(I) 18h38
	-	-	(II) 18h44
	-	-	(III) 18h49
	-	-	(IV) 18h55
15 μm	-	-	(I) 17h16
	-	-	(II) 17h10
	-	-	(III) 17h03
	-	-	(IV) 16h58
18 μm	-	-	(I) 16h05
	-	-	(II) 16h18
	-	-	(III) 16h25
	-	-	(IV) 16h31

Dark	21h40

Tableau C.7 – Journal des données PERSEE du 29 et 30 mai 2013, séries balayage du champ hors axe par quadrants.

C.2 Les cartes du taux d'extinction

Dans cette section, nous présentons une série de cartes de taux d'extinction réalisées à partir des données disponibles. En particulier, nous nous sommes concentré sur les données du 29 et du 30 mai 2013 en balayage par quadrant. Pour chaque série de mesures, nous montrons un tableau de 9 lignes, une pour chaque longueur d'onde, et 6 colonnes, respectivement pour les photométries du bras A et B, les valeurs de $i_{\max}$, de $i_{\min}$, le taux d'extinction et le RMS obtenu. Beaucoup des fichiers des mesures sont corrompus. Les parties blanches éparpillées dans les figures correspondent aux données corrompues.

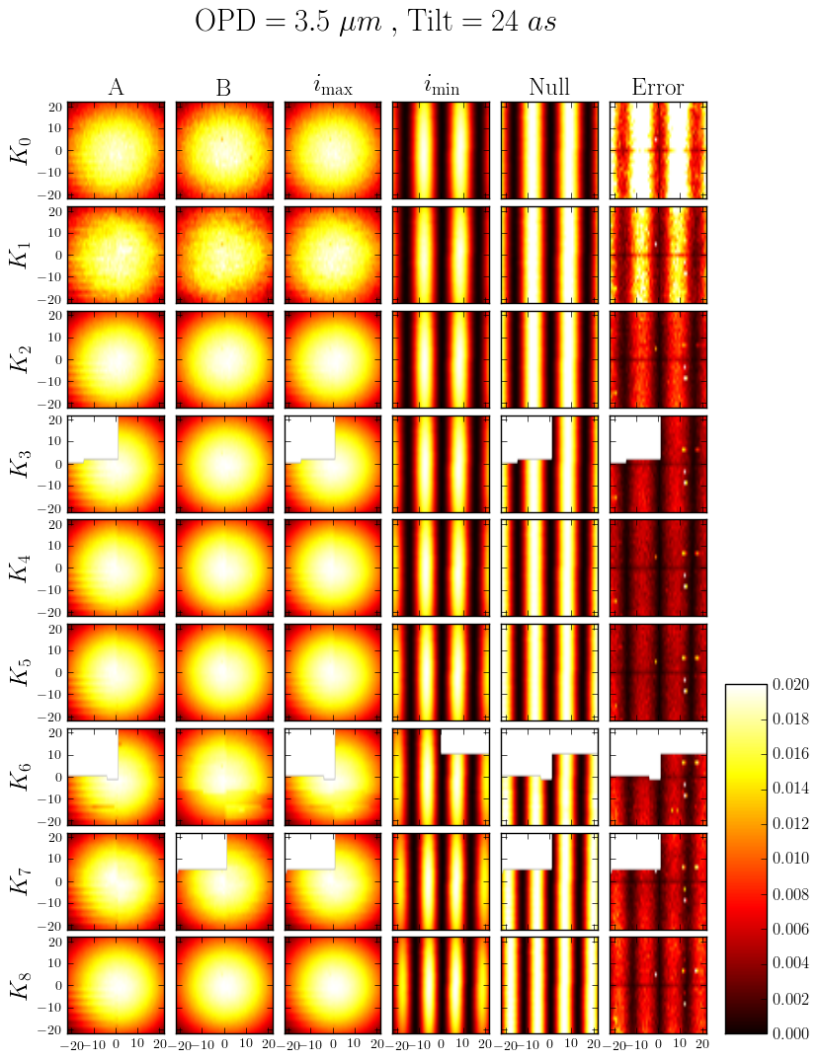


FIGURE C.1 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

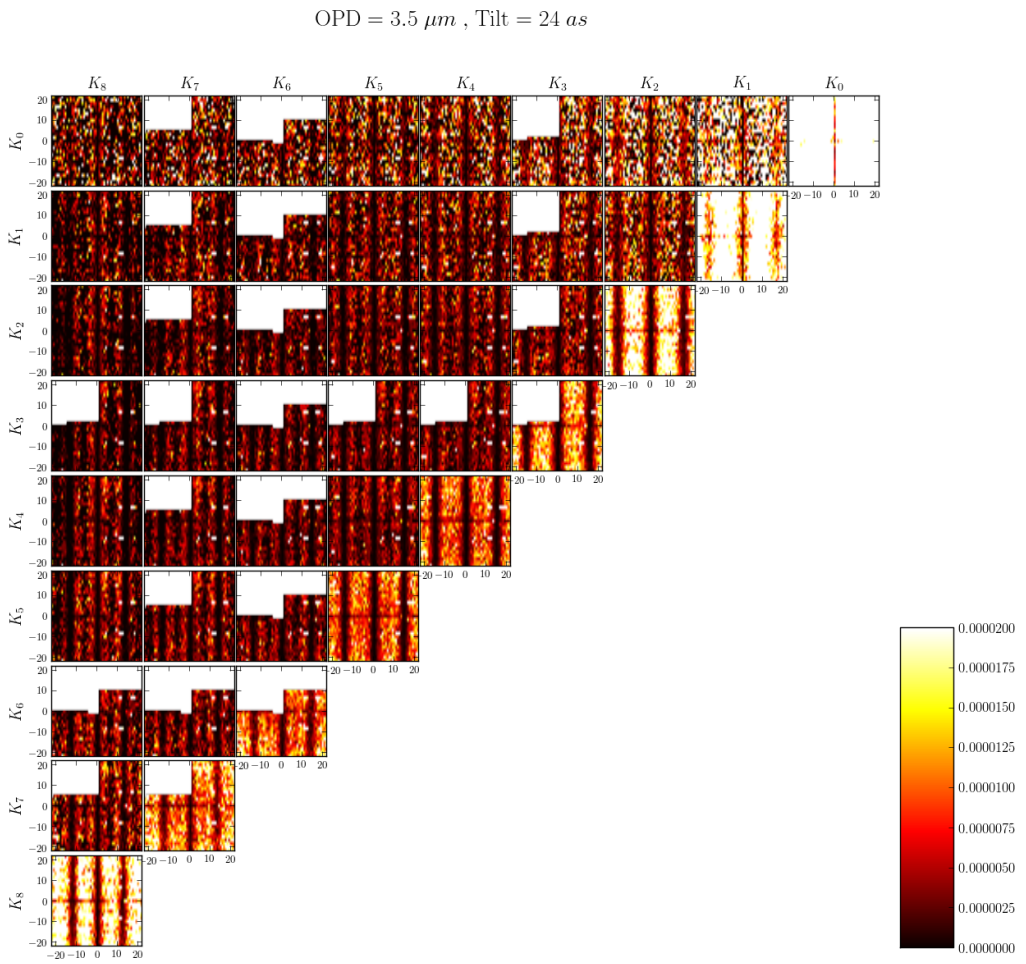


Figure C.2 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

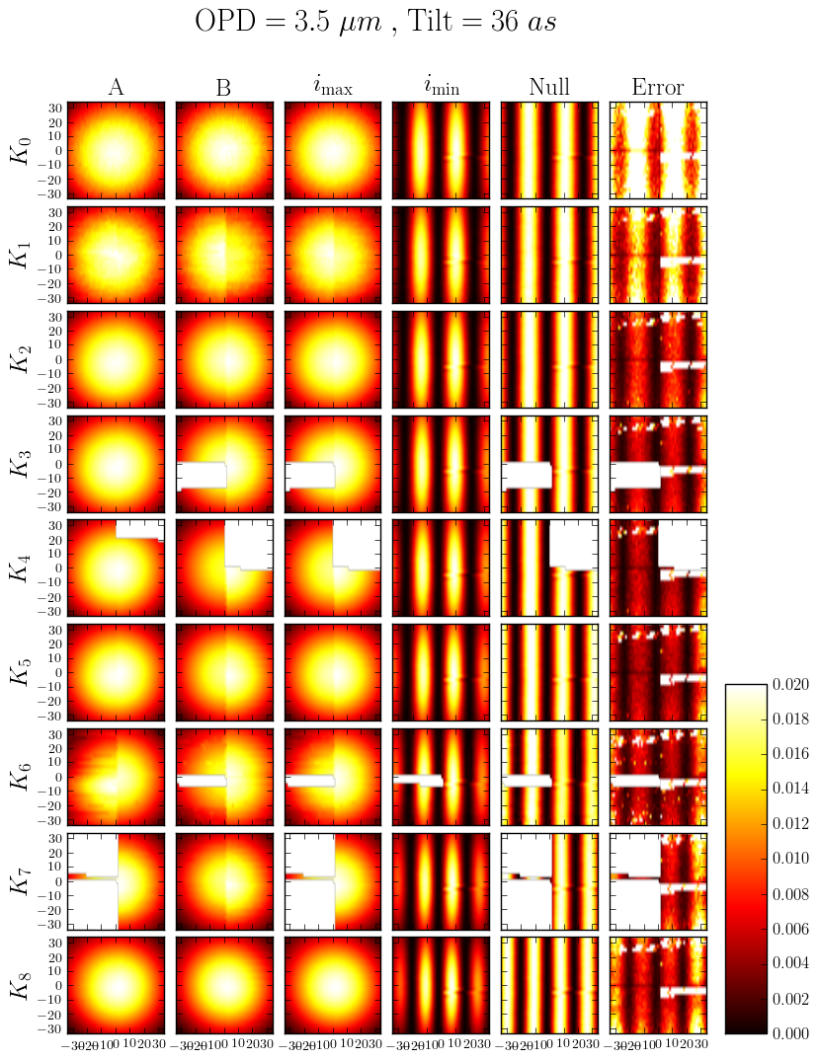


FIGURE C.3 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

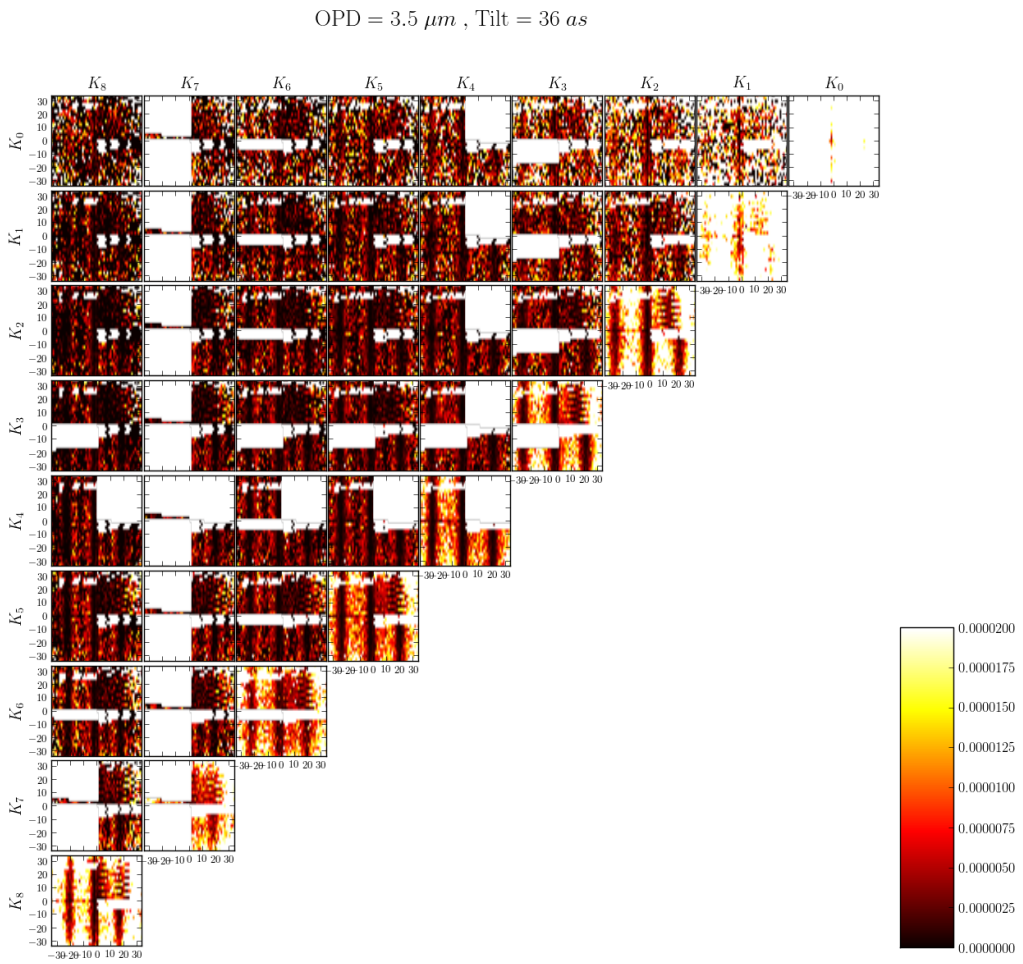


Figure C.4 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

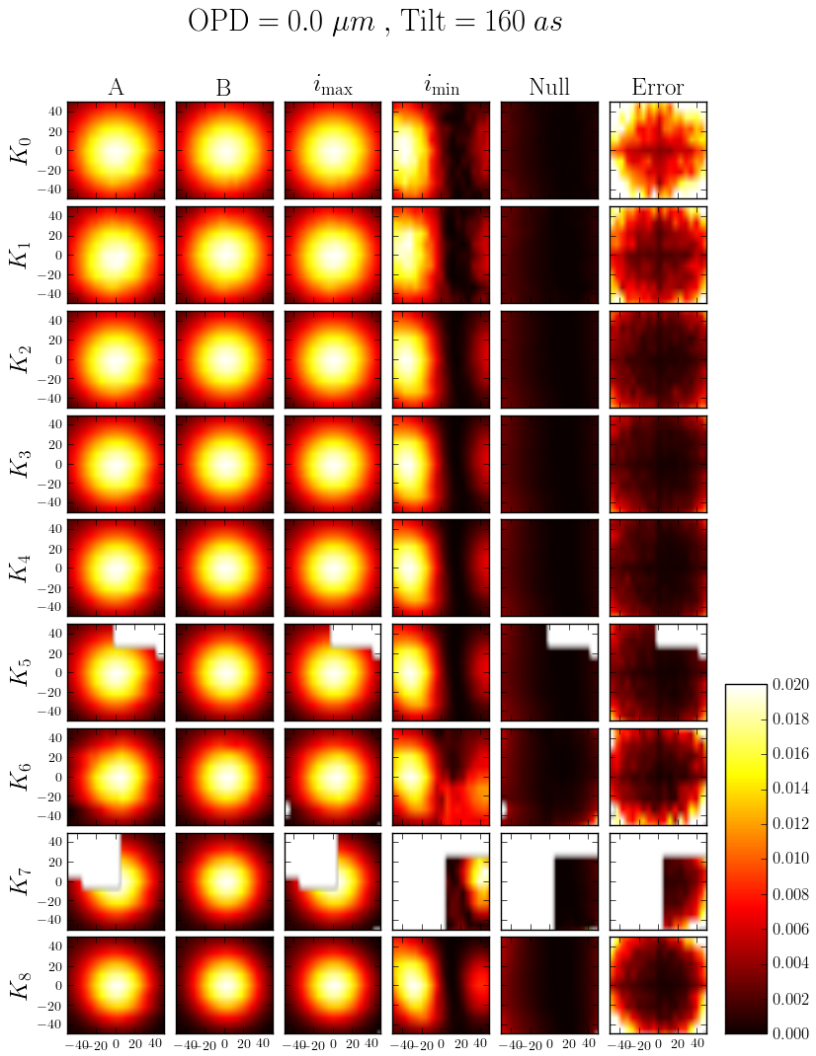


FIGURE C.5 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 0.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

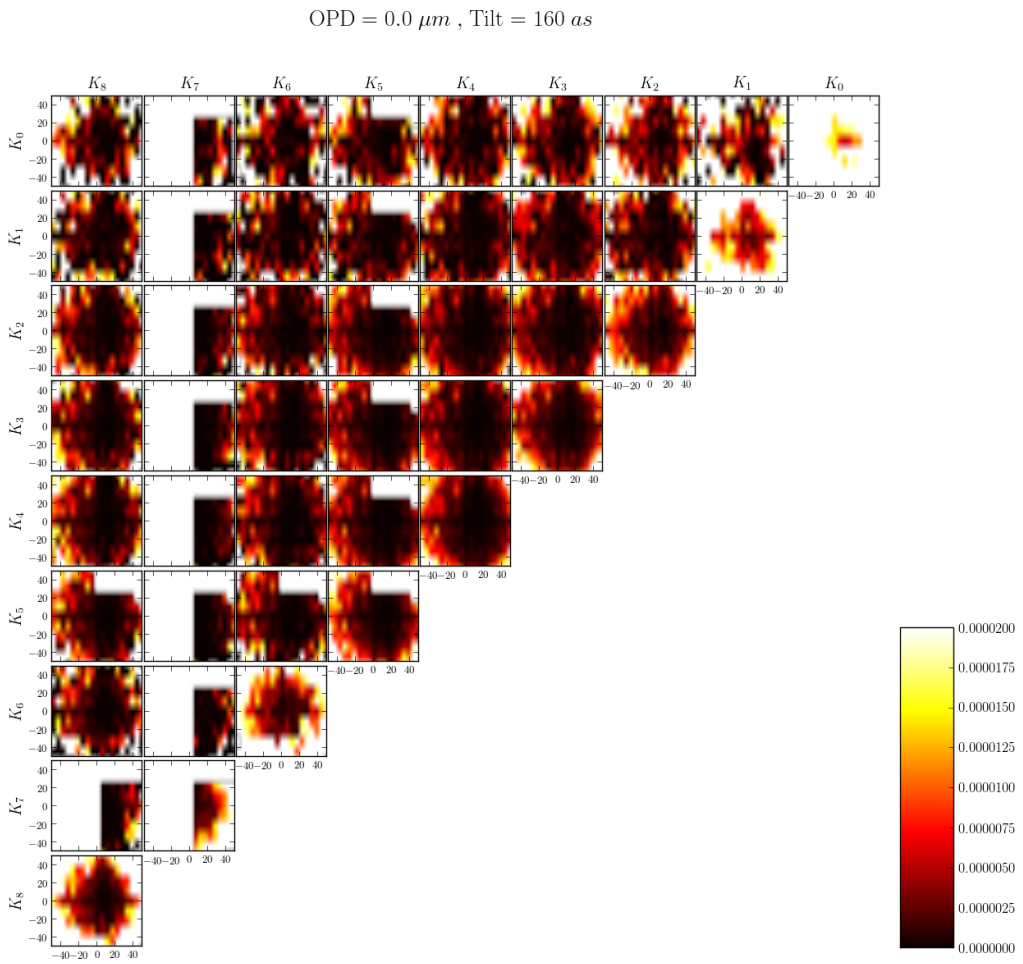


Figure C.6 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 0.0 μm.

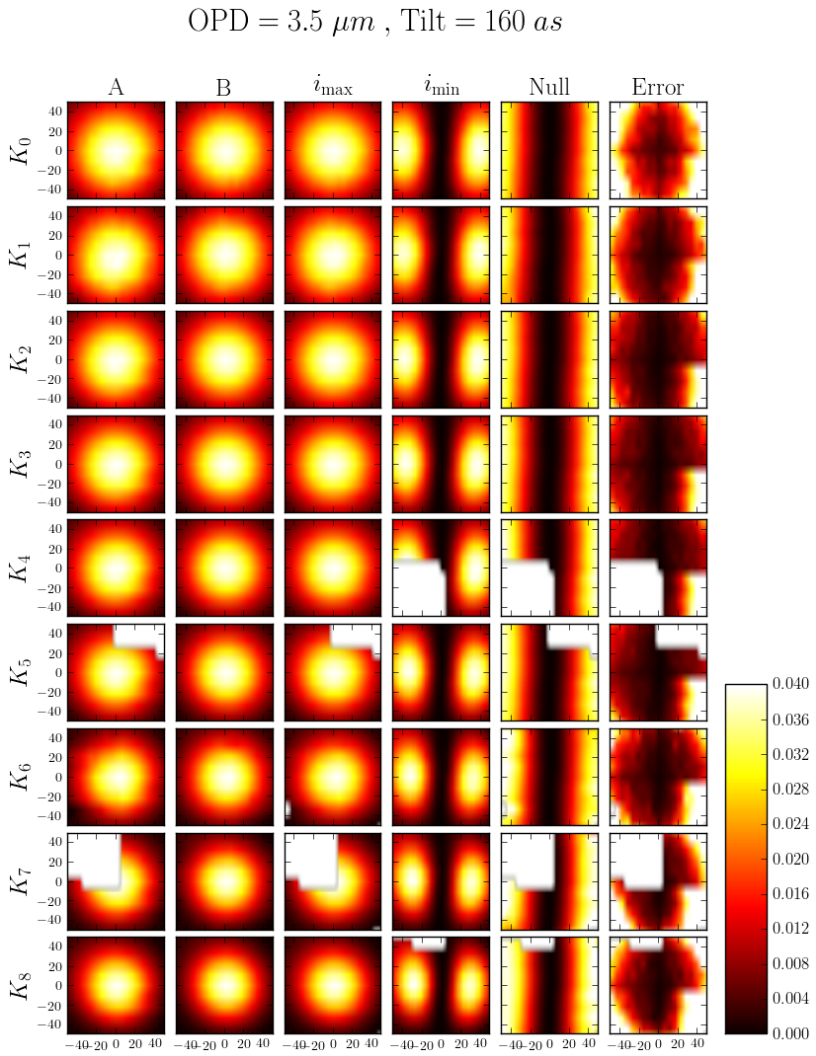


FIGURE C.7 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

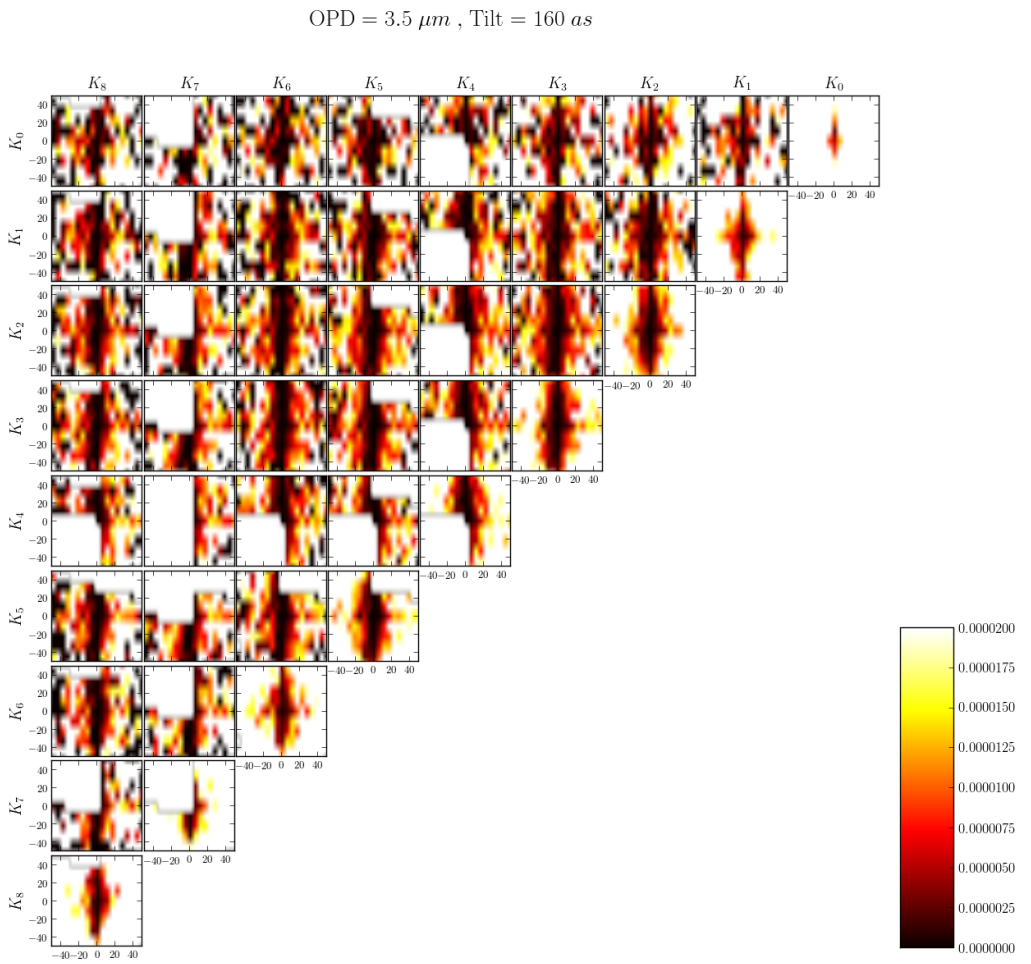


Figure C.8 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 3.5 μm.

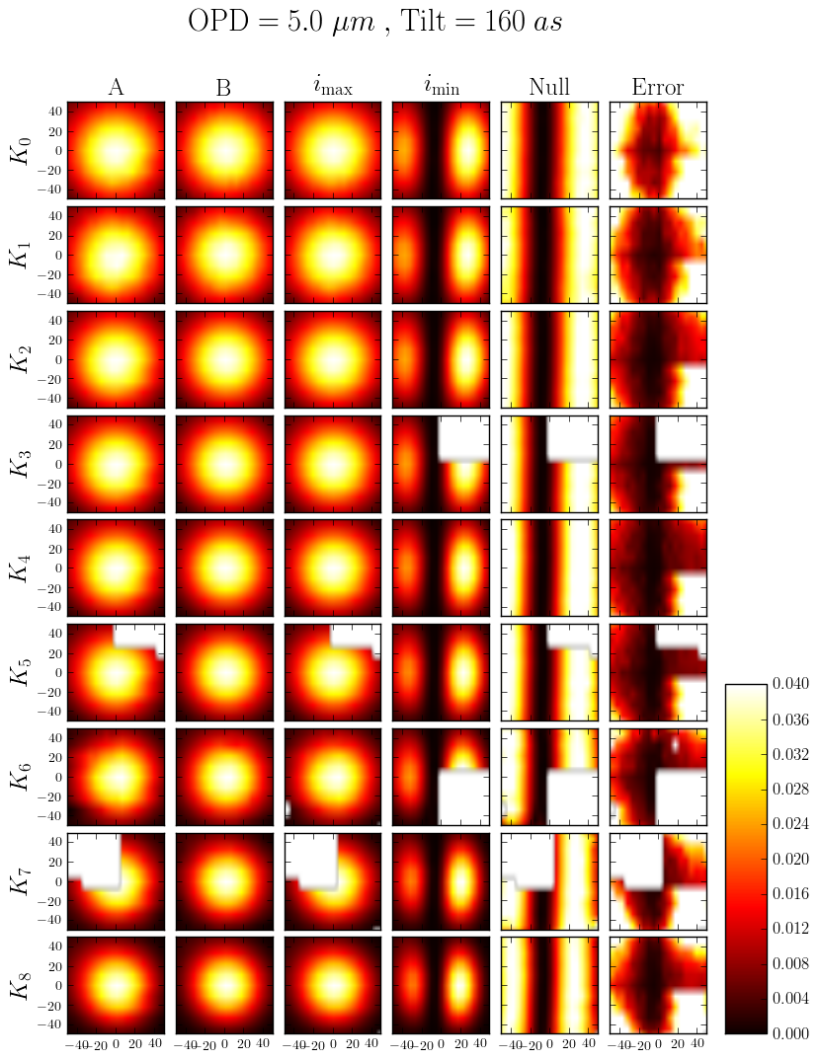


FIGURE C.9 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 5.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

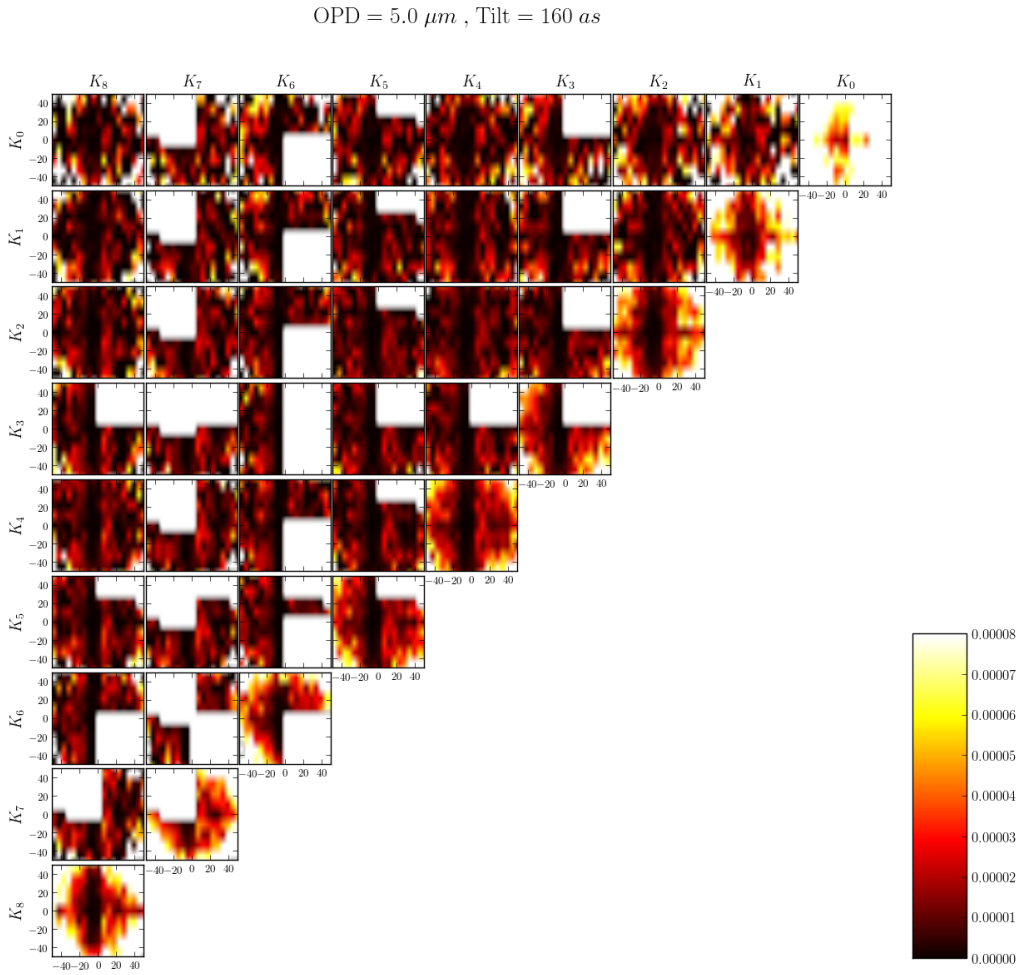


Figure C.10 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 5.0 μm.

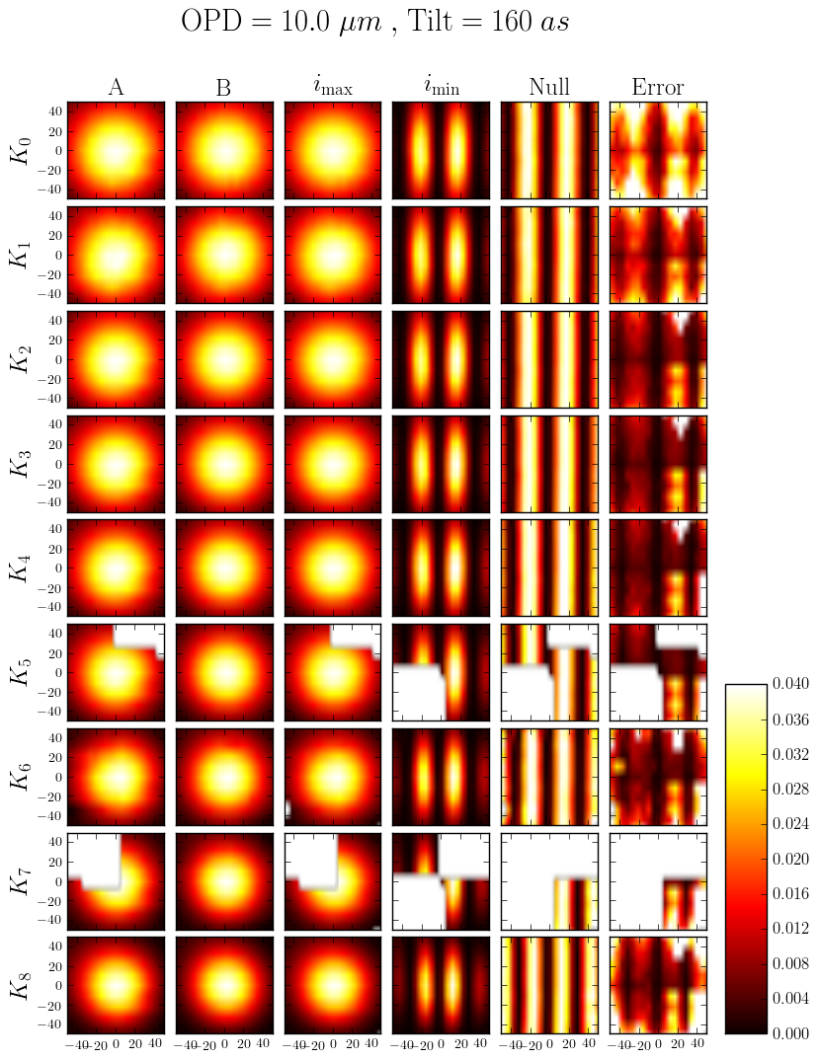


Figure C.11 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 10.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

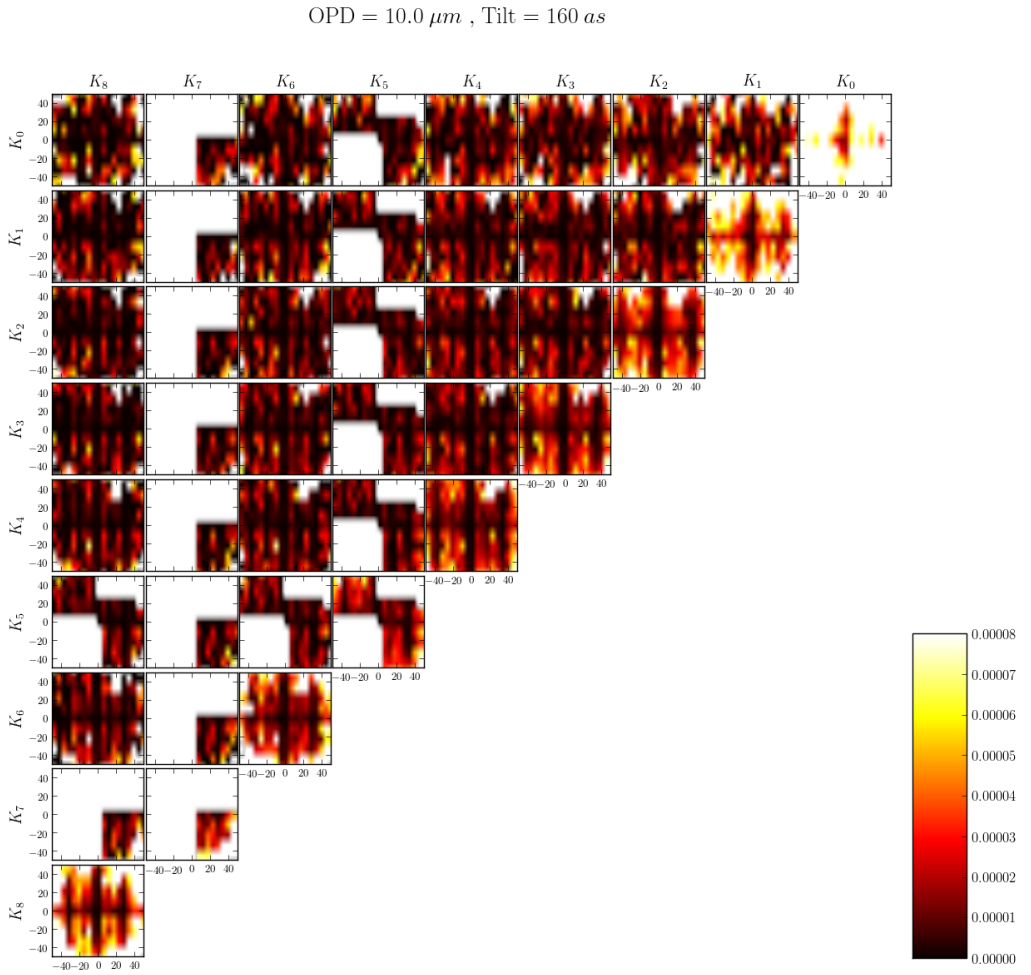


Figure C.12 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 10.0 μm.

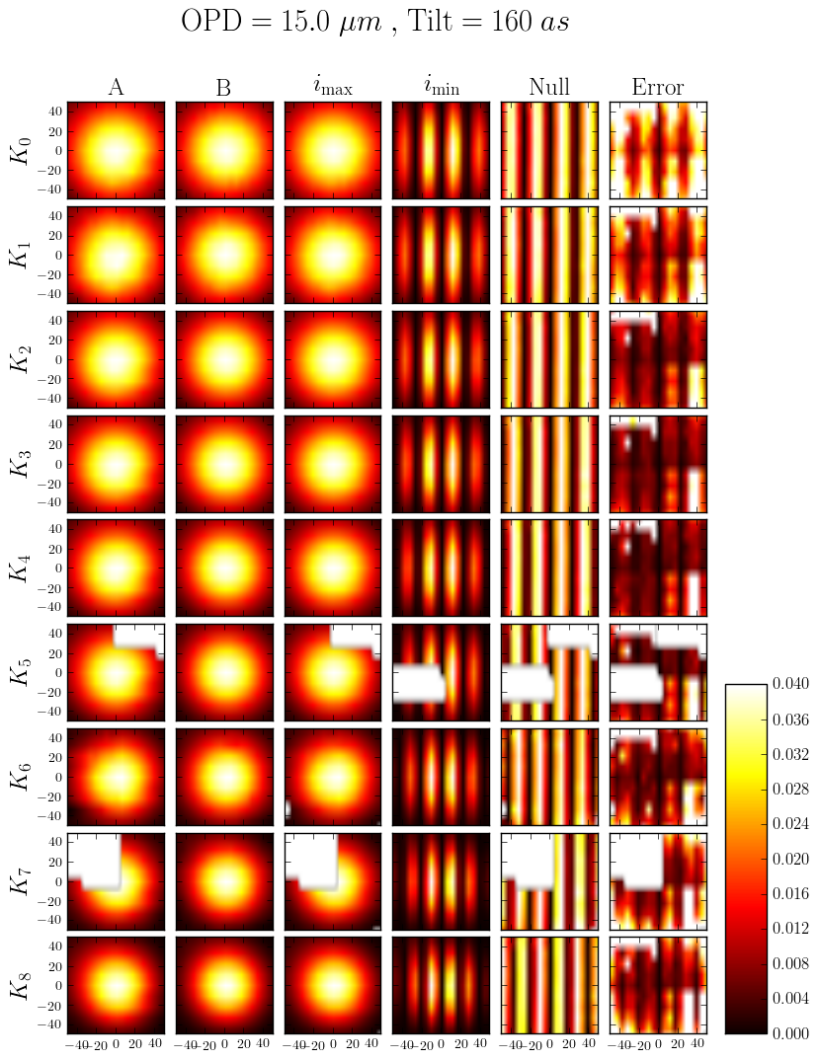


FIGURE C.13 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 15.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

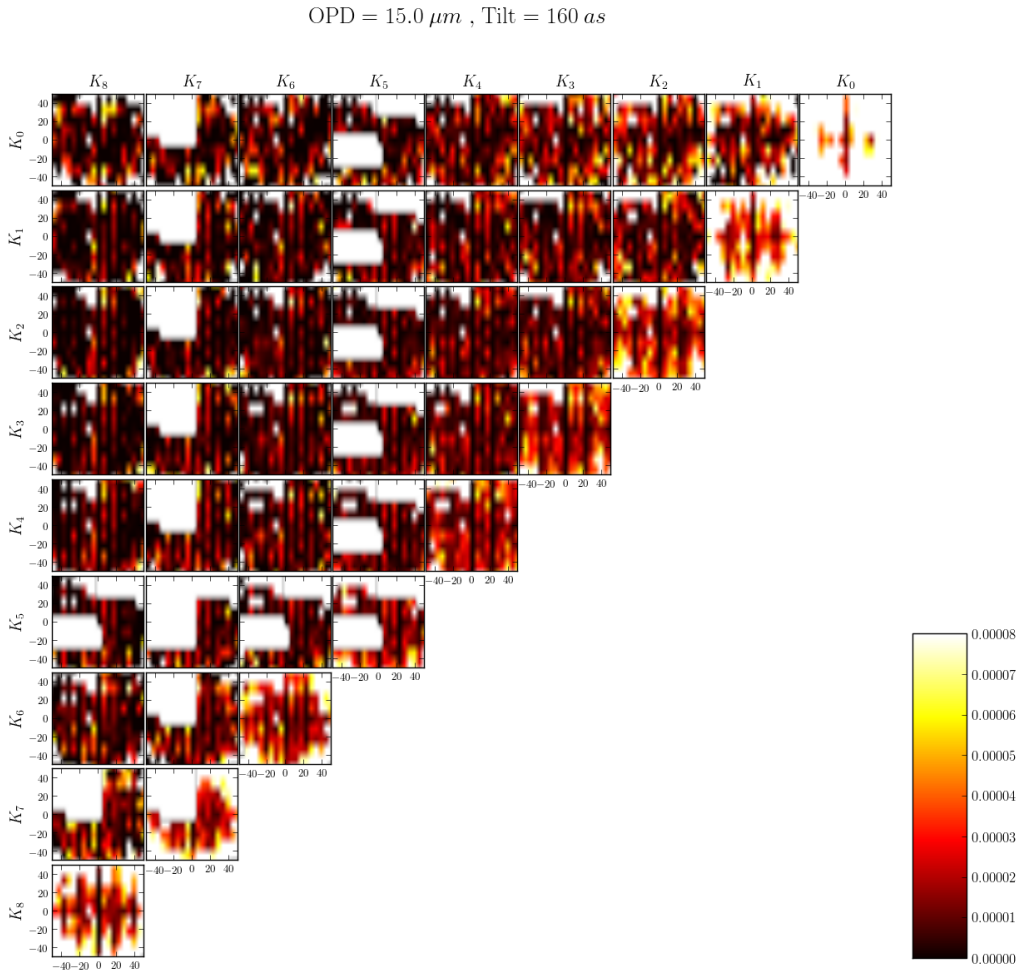


Figure C.14 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 15.0 μm.

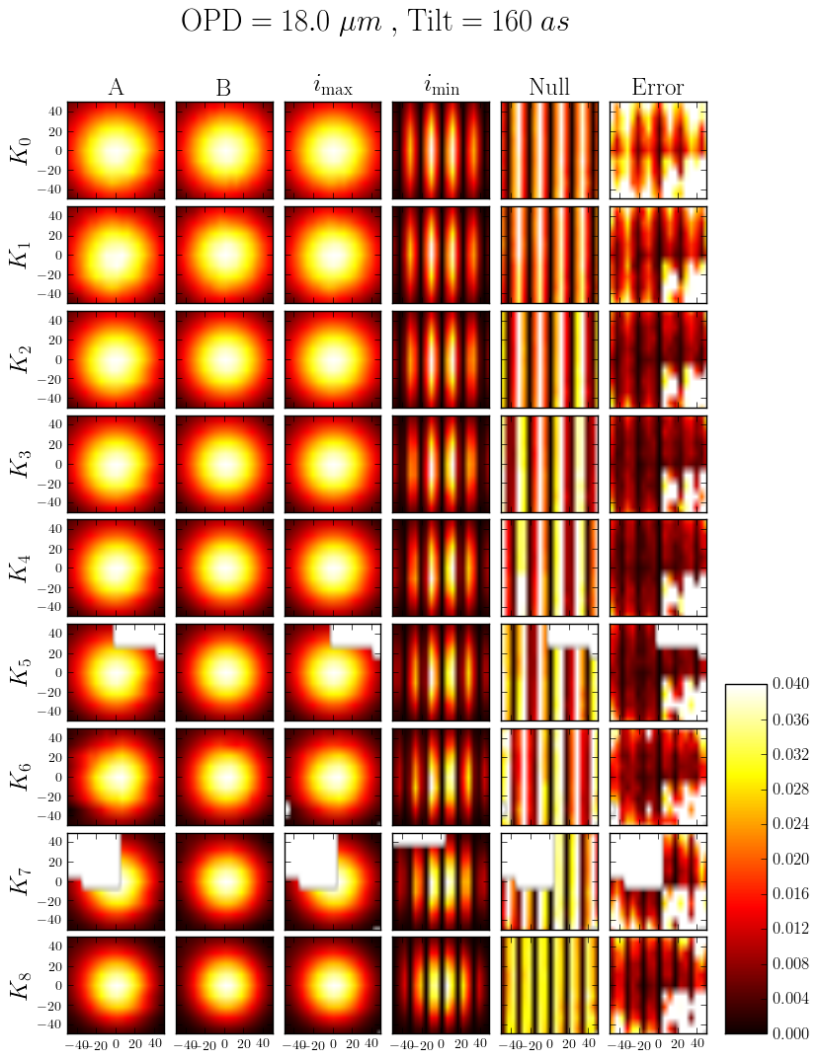


Figure C.15 – Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 18.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction.

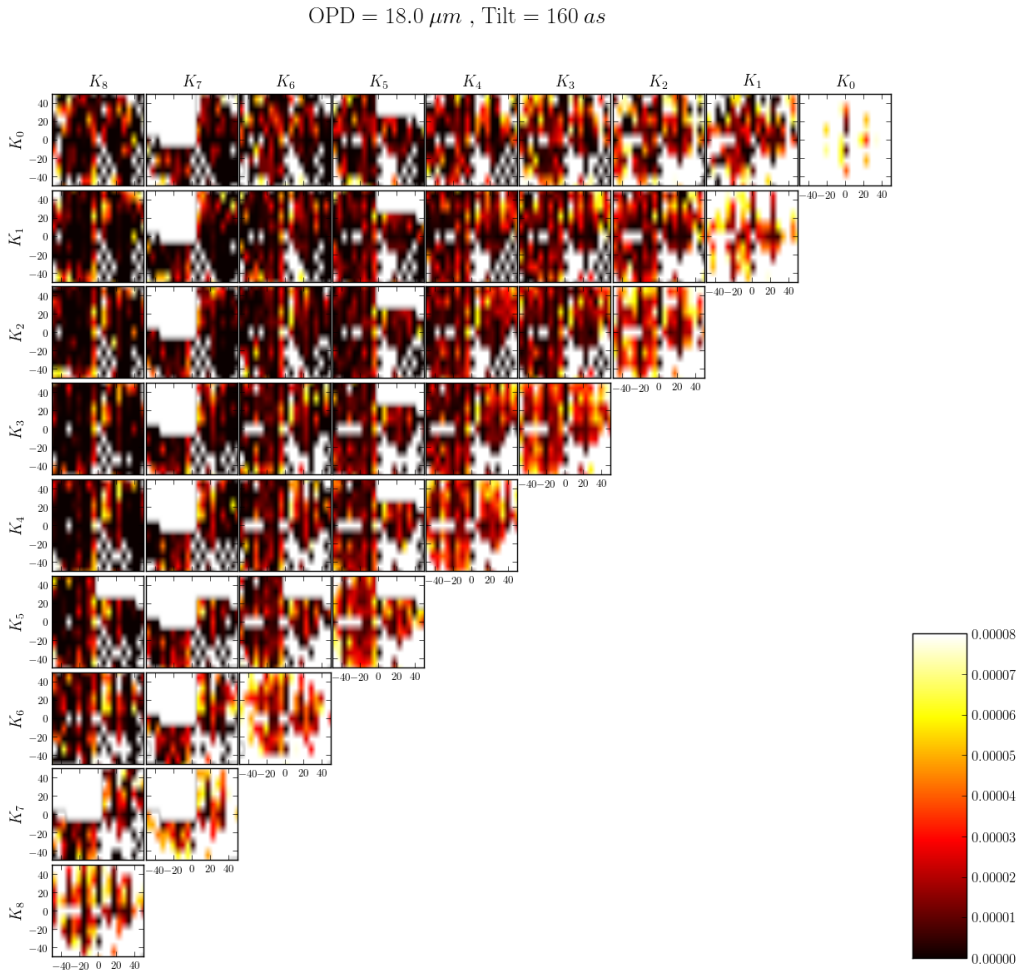


Figure C.16 – Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 18.0 μm.

Annexe D

La liste des publications

Les journaux à comité de lecture

- **Fevriér 2016, Lettre soumise et acceptée sur A&A (en revision)**
  Titre : *Witnessing the disk-formation around Achernar from interferometric imaging*
  Auteurs : **G. Dalla Vedova**, F. Millour, R. G. Petrov, A. Domiciano de Souza, P. Kervella, T. Rivinius, and D. Moser Faes

- **Décembre 2014, publié sur A&A**, (Domiciano de Souza et al., 2014)
  Titre : *The environment of the fast rotating star Achernar - III. Photospheric parameters revealed by the VLTI*
  Aurteurs : A. Domiciano de Souza, P. Kervella, D. Moser Faes, **G. Dalla Vedova**, A. Mérand, J.-B. Le Bouquin, F. Espinosa Lara, M. Rieutord, P. Bendjoya, A. C. Carciofi, M. Hadjara, F. Millour, and F. Vakili

Les actes des conférences

- **Août 2015, conférence IAU**, (Millour & Dalla Vedova, 2015)
  Titre : *Self-calibration in optical/infrared interferometry*
  Auteurs : F. Millour, **G. Dalla Vedova**

- **Juin 2014, conférence SPIE**, (Dalla Vedova et al., 2014b)
  Titre : *Comparison between nulling and standard interferometry : a first assessment*
  Auteurs : **G. Dalla Vedova**, R. Petrov and F. Millour

- **Octobre 2013, conférence OHP**, (Dalla Vedova et al., 2014a)
  Titre : *Off-axis nulling transfer function measurement : a first assess-*

ment
Auteurs : **G. Dalla Vedova**, J.-L. Menut, F. Millour, R. Petrov, F. Cassaing, W. C. Danchi, S. Jacquinod, E. Lhome, B. Lopez, J. Lozi, A. Marcotto, J. Parisot, J.-M. Reess

D.1 Lettre A&A sur Achernar

Astronomy & Astrophysics manuscript no. 2016_DallaVedova_etal_vPrint
February 1, 2016
©ESO 2016

Letter to the Editor

Witnessing the disk-formation around Achernar from interferometric imaging ⋆

G. Dalla Vedova[1], F. Millour[1], R. G. Petrov[1], A. Domiciano de Souza[1], P. Kervella[2,3], T. Rivinius[4], and D. Moser Faes[1,4]

[1] Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Blvd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France ; e-mail: gaetan.dallavedova@gmail.com
[2] Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía (UMI 3386), CNRS/INSU, France & Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile.
[3] LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, PSL, CNRS, UPMC, Univ. Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.
[4] ESO — European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Santiago, Chile, Casilla 19001.

Received; Accepted

ABSTRACT

Context. The mechanism of disk-formation around fast-rotating Be stars is not well-understood. Especially, it is not clear if the variable ejection of matter is due to a binary interaction, changes in the rotation rate of the star, or non-radial pulsation.
Aims. The star Achernar is a privileged laboratory to probe these effects, as it is close, presents B/Be phase variations on time scales of $\sim 14-15$ yr, and a companion star was discovered recently. Despite several studies, the disk around Achernar was never directly imaged, therefore we seek to produce an image of the star's environment
Methods. We used infrared long-baseline interferometry with the VLTI/PIONIER instrument to produce several images of the close environment of the star. Comparing these images with a model of the stellar photosphere previously determined, when the star was in quiescent state (normal B phase), we evidenced the disk-formation over four years of observations.
Results. The observations taken in 2011 and 2012, during Achernar's quiescent phase, do not exhibit a disk at the detection limit of the instrument (1% level). In 2014, on the other hand, a disk was already formed, and we could measure a disk contribution accounting from 8.6% to 12.9% to the total H-band flux. The analysis of our reconstructed image shows that this near-IR flux comes indeed from an extended equatorial region of the star (equatorial disk) having a total size in the H-band of 4.1 mas at 20% of the flux, corresponding to a disk with a radius of about 2 times the stellar radii in the H-band. These flux and size are in good agreement with values expected from theoretical Be disk models.

Key words. stars: individual: Achernar - stars: rotation - stars: imaging - (stars:) circumstellar matter - instrumentation: interferometers - techniques: high angular resolution

1. Introduction

With a visual magnitude of $m_v = 0.46$ and a distance of 42.75 pc (van Leeuwen 2007), Achernar (α Eridani, HD 10144) is the brightest and the nearest Be star in the sky with a spectral type B3Vpe. A Be star is a non-supergiant B type star with sporadic episodes of Balmer lines emission, probably attributed to the circumstellar environment. Achernar is a fast rotating star, spinning at 80% of its critical velocity, with a projected rotation velocity at the stellar surface $v \sin i = 220 - 270$ km s^{-1} (Vinicius et al. 2006). Fast rotation flattens the stellar globe, and makes the equator cooler than the poles, with the so-called von Zeipel effect (von Zeipel 1924). It was extensively observed in the past, and there is a transient circumstellar disk which appears and disappears in a possible cycle with a period of $\sim 14-15$ years (Vinicius et al. 2006; Kervella & Domiciano de Souza 2006; Carciofi et al. 2008; Kanaan et al. 2008; Kervella et al. 2009). Achernar also hosts a companion star (α_B Eri), recently discovered and orbiting around the main star (Kervella & Domiciano de Souza 2007). This companion is located at a projected distance going from 50 to 300 mas (i.e. from 2 to 13 AU, Kervella & Domiciano de Souza 2007; Kervella et al. 2008). It orbits around the main star with an orbital period of a few years and weights likely a solar mass or two in an orbit yet to be determined (Kervella, Domiciano de Souza et al. in prep.). However, the periastron passage of the secondary is expected in 2015, and the presence of this companion boasts a wealth of new hypotheses to explain the Be nature of Achernar.

Domiciano de Souza et al. (2014) proposed a model of the photosphere (hereafter refereed to as the RvZ model, Roche-von Zeipel model) where the star is deformed by the fast rotation, and its photospheric temperature changes with latitude. In that paper, the authors fixed the values of the equatorial angular diameter to 1.99 mas, the orientation angle of the polar axis to 36.9 degrees, and the flattening ratio to 1.29. They performed an image reconstruction of Achernar in 2011, in which no signatures of an additional circumstellar component within a $\sim 1\%$ level of intensity could be detected.

In this letter, we compare the appearance of Achernar at three epochs from 2011 to 2014, using reconstructed images from the

⋆ Based on observations performed at ESO, Chile under VLTI/PIONIER programme IDs 087.D-0150, 189.C-0644, and 093.D-0571.

PIONIER instrument. We show for the first time images of the disk forming around the star.

The letter is organized as follows: in Sect. 2, we introduce the campaign of observation and the data collected ; in Sect. 3, we explain the image reconstruction process ; in Sect. 4, we present the RvZ model, and we compare the images of both object and model showing the evidences of the forming circumstellar disk around Achernar ; in Sect. 5 we discuss these images in comparison with physical models and present the conclusions of this work.

2. Observations and data

Several campaigns of observations of Achernar have been carried out between 2011 and 2014 with the interferometer PIONIER/VLTI (Glindemann et al. 2003; Le Bouquin et al. 2011). It combines the light beams from 4 telescopes and measures the light spatial coherence (related to the object's shape) through 6 simultaneous visibilities and 4 closure phases in the H band (1.65 μm). The data have been reduced using the standard procedure *pndrs*, specially developped for the PIONIER instrument (Le Bouquin et al. 2011). The log of observations is presented in Tab. 1. We identified 3 different periods of observations, August/September 2011, September 2012, and September 2014.

Table 1. Log of the observations, with four simultaneous telescopes, performed at ESO, Chile under VLTI/PIONIER (programme IDs 087.D-0150, 189.C-0644, and 093.D-0571). We identified three data sets relative to different epochs: Aug./Sep. 2011, Sep. 2012, and Sep. 2014.

Date	Nb obs.	Nb λ	Config.	Epoch
2011 Aug. 06	4	3	A1-G1-K0-I1	1
2011 Sep. 22	10	7	A1-G1-K0-I1	1
2011 Sep. 23	9	7	A1-G1-K0-I1	1
2012 Sep. 16	9	3	A1-G1-K0-I1	2
2012 Sep. 17	3	3	A1-G1-K0-I1	2
2014 Sep. 21	4	3	A1-G1-K0-J3	3

Fig. 1 presents, on the left, the (u,v) coverage, and, on the right, the visibility as a function of spatial frequency for each dataset, from top to bottom. The star is partially resolved, as was already seen in the numerous previous papers. The slope of the visibility function is different in the polar and in the equatorial directions, respectively red and yellow points, due to the flattening of the stellar photosphere. The (u,v) coverage for each dataset appears to be rich and quite uniform, which is a relevant condition for image reconstruction. The angular resolution of the observations is enough to reconstruct the global shape of the object and especially resolve any extended structure around the star, if any.

3. Image Reconstruction

We used the `MiRA` software developed by Thiébaut (2008)[1], combined with a *Monte Carlo* (MC) approach in order to reconstruct the images for each set of observations. `MiRA` is based on an iterative process, starting from an initial image, aimed to find the image which minimizes a cost function under additional constraints of positivity, normalization, and generic constraints on the image, called *regularization*. The cost function contains a term, called hyperparameter μ, which fix the relative

[1] `MiRA` is made available at the following address: `http://cral.univ-lyon1.fr/labo/perso/eric.thiebaut/?Software/MiRA`

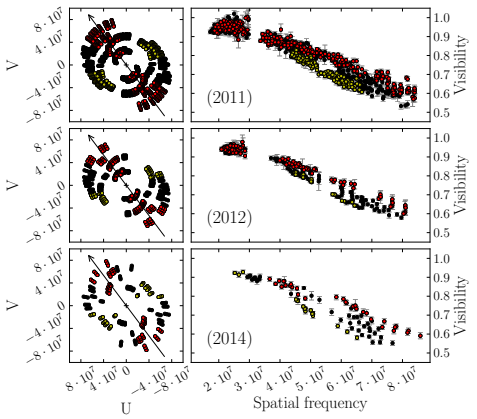


Fig. 1. Left: (u,v) coverage. Right: visibility amplitude as a function of spatial frequency (B/λ in units of rad^{-1}). Epochs 2011, 2012, and 2014 are represented from top to bottom. Colors indicate position angle. Red corresponds to the narrow band close to the polar axis (36.9 ± 22.5 deg), yellow is matching the equatorial axis of the star (126.9 ± 22.5 deg) and black points are other directions.

weight between the contribution coming from the measurements and the regularisation. In addition to μ, the regularization can be weighted with different ponderations, *a priori*, depending on the pixel, that we call *prior*. In order to concentrate the flux in the central part of the image, we used a quadratic regularization with an elliptical gaussian prior with the same flattening and orientation as the model presented in Sect. 4, and with a FWHM equal to 2 times the angular diameter of Achernar. We set the pixel size of the image reconstruction to 0.07 mas. Finding the right value for μ is usually difficult, but new ideas using MC methods provide a proxy to it. In our case, we used *hundreds* of reconstructed `MiRA` images of Achernar with various values of μ, both for tuning the hyperparameter the same way as was done in Domiciano de Souza et al. (2014) (called the L-curve method by Kluska et al. 2014), and for producing the final image using the "Brute-Force Monte Carlo" technique (BFMC, see Millour et al. 2012). The L-curve method is a graph showing the relation between μ and the chi-square χ^2, calculated from each individual reconstructed image of a set of reconstructions, $\chi^2 = \sum_i |(d_i - m_i)/\sigma_i|^2$, where d_i, σ_i, and m_i, are respectively, the measured interferometric observable, its error, and the interferometric observable calculated from the reconstructed image. The obtained curve shows a plateau of low χ^2 values for smaller values of μ, and a steep increase afterwards. Selecting the reconstructions among this low χ^2 values plateau ensures a good match of the reconstruction to the data while preserving the benefit of the regularization. The BFMC method works as following: we reconstructed many images, scanning through the parameter-space of image reconstruction (in our case changing the values of μ). Among the obtained set of reconstructed images, we kept the fraction of the reconstructed images with the smaller $\chi^2 \leq 2\chi^2_{\rm min}$. Then, we compute a median image from the median of each pixel trough all selected images. The resulting median images are presented in Fig. 3 in the first row. The 2011

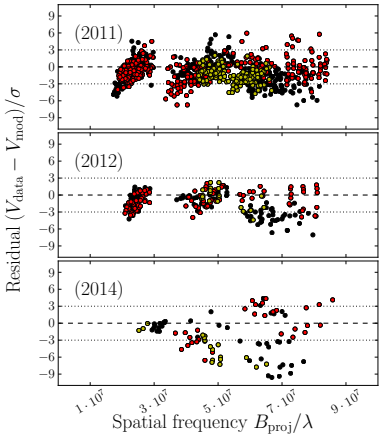


Fig. 2. Residual, i.e. the difference between the observed visibility amplitude and this resulting from RvZ model in unit of the error, as a function of the spatial frequency for each dataset. Colors (red, yellow and black), indicate position angles in the polar, equatorial, and intermediate directions as in Fig. 1.

and 2012 images show a flattened star similar to previous reconstructions (see Domiciano de Souza et al. 2014), but the 2014 image shows extended equatorial emission in addition to the flattened photosphere, that we need to compare with the noise and image reconstruction artifacts level.

4. Comparison between images and model

To do so, we adopted the same photospheric model from Domiciano de Souza et al. (2014). From this model and the (u,v) coordinates of the observations we calculated synthetic visibilities and closure phases, and computed the residuals between the model and the observations at all epochs. Fig. 2 shows the residuals as function of the spatial frequencies for each dataset. They are contained between the $\pm 3\sigma$ limit, with a few outliers in 2011 and 2012, but they clearly diverge in 2014, especially in the equatorial direction. This residual excess is compatible with the presence of an additional elongated structure around the star's equator. For each set of observations, we also reconstructed an image of the RvZ model using the synthetic data we created. These synthetic data have the same UV coverage and error bars, but with values of visibilities and closure phases extracted from the RvZ model. The same procedure as in Sect. 3 was applied to these synthetic data to get reconstructed images of the model, giving us a baseline for the comparison with the images of the source, as the images of the model should be affected by the same image reconstruction artifact because they result from the same u-v coverage and noise level. We note here that our photosphere model does not include any polar wind nor companion star, even if both could be present in our data. The polar wind signature may be seen in 2011 and 2012 at the smallest frequencies from the systematic offset seen in the residuals in Fig.2. However, in the polar direction we have only long baselines that are less sensitive to the extended polar wind. The companion star signature would produce an increased scatter along all the frequencies as it is relatively far away from the main star and it contributes to only a few percent of the total H-band flux. Studying in details these aspects is beyond the scope of this letter. We convolved the final images with a beam of size equal to the effective resolution of the observations, i.e. 1.3 milliarcsecond. We normalized the dynamic range to 1 and we centered both images before subtracting the image of the model to the image based on the real data. The result is shown in Fig. 3, where we present, for each dataset, the reconstructed images of Achernar on the top panels, the reconstructed images using the synthetic data built from the RvZ model in the middle panels, and the subtraction results on the bottom panels. The subtraction images show clearly a variation of the object's shape from 2011 to 2014. They show no clear structure in 2011 and 2012, but in 2014 there is an excess of flux of the order of 5% locally that is far above the instrument sensibility of $\sim$ 1%. This circumstellar disk is tilted by $\sim$ 25 deg from the equatorial direction of the star. From the subtraction images we can evaluate the residual flux associated to the disk: 2011: 1.4 ± 0.2%, 2012: −3.0 ± 0.7%, and 2014: 8.6 ± 0.4%. However, these error bars are computed from the variations of the hundreds of images selected to contribute to the final median image and we believe they are underestimated. We estimate that the disk flux evaluated from our subtraction image is of the order of 2/3 of the actual disk flux, because our subtraction process cancels the envelope flux in front of the star. Thus, we evaluate that the disk contributes from 8.6% to 12.9% of the total H-band flux in 2014. Based on the subtraction images, we also estimate that this flux contribution originates from a region extending to 4.1 mas at 20% of the flux, which corresponds to $\sim$ 2 times the equatorial radius (adopting the equatorial angular diameter of 1.99 mas derived by Domiciano de Souza et al. 2014). Furthermore, the residual disk is not perfectly aligned with the star equator. We do not know at this point if this misalignment is significant or not, given the amount of processing we used to retrieve this disk image. This misalignment could be related to disk variability in Achernar, as found by Carciofi et al. (2007). Indeed, "blobs" of matter are expelled from the Achernar's photosphere and form rings of matter around the star that can be detected by means of rapid polarization angle variations from 30^o to 36^o.

5. Discussion and conclusions

In this paper we presented, for the first time, images of the Be star Achernar at 1.3 milliarcsecond resolution. These images were obtained from image reconstruction techniques applied to VLTI/PIONIER H-band observations taken on three different epochs (2011, 2012, 2014). While the images do not show any disk (within a $\sim$ ±1% level) in 2011-2012 (see Domiciano de Souza et al. 2014), the image from 2014 data shows that a disk was present mainly around the equatorial region of Achernar. This disk was formed between 2011 and 2014, which is in agreement with results from Faes et al. (2015) showing the Hα line in emission since the end of 2013. From the 2014 reconstructed image, the disk flux is estimated to lie between 8.6% and 12.9% of the total flux in the H band. The estimated radius of the disk in the H-band is 4.1 mas at the 20% of the flux, i.e. $\sim$ 2 times the equatorial radius. This corresponds to the region of the disk emitting most of the H-band flux. Vieira et al. (2015) and Rivinius et al. (2013) computed the formation region of continuum emission at various wavelengths for different Be disk models. According to their results, most (> 80%) of the H-band disk-

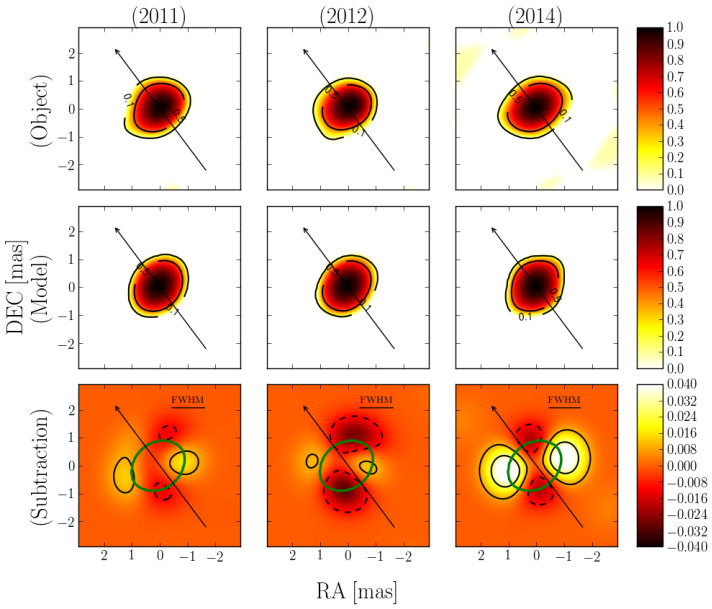


Fig. 3. On the top row, reconstructed images of the object. In the middle row, reconstructed images of the model. On the bottom row, the subtraction between the images of the object and the images of the model, both convolved by the PSF of the observations. The sizes of the FWHM, 1.3 mas, of the gaussian beam representing the PSF of the observations is presented on the top of each image of the bottom row. Note that all dataset have been submitted to the same image reconstruction procedure. It is possible to remark the strong difference in the subtraction images from 2011 to 2014. The structure appearing in 2014 shows a flux of ∼ 5% forming a structure compatible with a disk close to the equatorial region of the star. The image reconstruction artifacts and noise are ∼ 1%. The green ellipse on the bottom panels indicates the profile of the RvZ model of Achernar. The size of the disk, in the equatorial direction is 4.1 mas at the 20% of the flux.

flux is emitted within a radius between ∼ 2 to ∼ 4 times the photospheric equatorial radius. Therefore, our 2014 image is in good agreement with this prediction. Although the question of the physical mechanism triggering the ejection of material from the star followed by disk formation is still unanswered, the results from this work provide direct information on the near-IR size and flux of a newly formed Be disk, which will contribute to future works on the disk formation and dissipation processes in Be stars and massive stars in general.

Acknowledgements. We thank A. Chelli for fruitful discussions and for his helpful comments and suggestions. We thank the JMMC for all the preparation and data interpretation tools made available to the general audience. We thank E. Thiebaut for providing the `MiRA` software.

References

Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41
Carciofi, A. C., Magalhães, A. M., Leister, N. V., Bjorkman, J. E., & Levenhagen, R. S. 2007, ApJ, 671, L49
Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Moser Faes, D., et al. 2014, A&A, 569, A10
Faes, D. M., Domiciano de Souza, A., Carciofi, A. C., & Bendjoya, P. 2015, in IAU Symposium, Vol. 307, IAU Symposium, ed. G. Meynet, C. Georgy, J. Groh, & P. Stee, 261–266
Glindemann, A., Algomedo, J., Amestica, R., et al. 2003, in ESA Special Publication, Vol. 522, GENIE - DARWIN Workshop - Hunting for Planets, 5
Kanaan, S., Meilland, A., Stee, P., et al. 2008, A&A, 486, 785
Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, A&A, 453, 1059
Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2007, A&A, 474, L49
Kervella, P., Domiciano de Souza, A., & Bendjoya, P. 2008, A&A, 484, L13
Kervella, P., Domiciano de Souza, A., Kanaan, S., et al. 2009, A&A, 493, L53
Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2014, A&A, 564, A80
Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
Millour, F. A., Vannier, M., & Meilland, A. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
Rivinius, T., Baade, D., Townsend, R. H. D., Carciofi, A. C., & Štefl, S. 2013, A&A, 559, L4
Thiébaut, E. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
Vieira, R. G., Carciofi, A. C., & Bjorkman, J. E. 2015, MNRAS, 454, 2107
Vinicius, M. M. F., Zorec, J., Leister, N. V., & Levenhagen, R. S. 2006, A&A, 446, 643
von Zeipel, H. 1924, MNRAS, 84, 684

D.2 Article A&A sur Achernar

A&A 569, A10 (2014)
DOI: 10.1051/0004-6361/201424144
© ESO 2014

Astronomy & Astrophysics

The environment of the fast rotating star Achernar⋆

III. Photospheric parameters revealed by the VLTI

A. Domiciano de Souza[1], P. Kervella[2], D. Moser Faes[2,3], G. Dalla Vedova[1], A. Mérand[4], J.-B. Le Bouquin[5,6], F. Espinosa Lara[7,8], M. Rieutord[7,8], P. Bendjoya[1], A. C. Carciofi[3], M. Hadjara[1,9], F. Millour[1], and F. Vakili[1]

[1] Laboratoire Lagrange, UMR 7293, Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, 06300 Nice, France
e-mail: Armando.Domiciano@oca.eu
[2] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[3] Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo (USP), Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo, Brazil
[4] European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001 Santiago 19, Chile
[5] Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France
[6] CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
[7] Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31028 Toulouse, France
[8] CNRS, IRAP, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France
[9] Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG), Route de l'Observatoire, BP 63, Bouzareah, 16340 Alger, Algérie

Received 6 May 2014 / Accepted 6 July 2014

ABSTRACT

Context. Rotation significantly impacts on the structure and life of stars. In phases of high rotation velocity (close to critical), the photospheric structure can be highly modified, and present in particular geometrical deformation (rotation flattening) and latitudinal-dependent flux (gravity darkening). The fastest known rotators among the nondegenerate stars close to the main sequence, Be stars, are key targets for studying the effects of fast rotation on stellar photospheres.
Aims. We seek to determine the purely photospheric parameters of Achernar based on observations recorded during an emission-free phase (normal B phase).
Methods. Several recent works proved that optical/IR long-baseline interferometry is the only technique able to sufficiently spatially resolve and measure photospheric parameters of fast rotating stars. We thus analyzed ESO-VLTI (PIONIER and AMBER) interferometric observations of Achernar to measure its photospheric parameters by fitting our physical model CHARRON using a Markov chain Monte Carlo method. This analysis was also complemented by spectroscopic, polarimetric, and photometric observations to investigate the status of the circumstellar environment of Achernar during the VLTI observations and to cross-check our model-fitting results.
Results. Based on VLTI observations that partially resolve Achernar, we simultaneously measured five photospheric parameters of a Be star for the first time: equatorial radius (equatorial angular diameter), equatorial rotation velocity, polar inclination, position angle of the rotation axis projected on the sky, and the gravity darkening β coefficient (effective temperature distribution). The close circumstellar environment of Achernar was also investigated based on contemporaneous polarimetry, spectroscopy, and interferometry, including image reconstruction. This analysis did not reveal any important circumstellar contribution, so that Achernar was essentially in a normal B phase at least from mid-2009 to end-2012, and the model parameters derived in this work provide a fair description of its photosphere. Finally, because Achernar is the flattest interferometrically resolved fast rotator to-date, the measured β and flattening, combined with values from previous works, provide a crucial test for a recently proposed gravity darkening model. This model offers a promising explanation to the fact that the measured β parameter decreases with flattening and shows significantly lower values than the classical prediction of von Zeipel.

Key words. stars: rotation – stars: individual: Achernar – methods: observational – methods: numerical – techniques: interferometric – techniques: high angular resolution

1. Introduction

The rapidly rotating Be star Achernar (α Eridani, HD 10144) is a key target in stellar physics for a deeper understanding of (1) the physical structure and evolution of fast rotators; and (2) the physical mechanism(s) connected with the Be phenomenon (e.g., episodic mass and angular momentum losses, disk formation and dissipation). It is thus crucial to determine a realistic model of Achernar's photosphere by measuring its main relevant physical parameters such as radius, rotation velocity,

⋆ Based on observations performed at ESO, Chile under VLTI PIONIER and AMBER programme IDs 087.D-0150 and 084.D-0456.

A&A 569, A10 (2014)

temperature distribution (gravity darkening), mass, and inclination. Because it is the closest and brightest Be star in the sky, the photosphere of Achernar and its close vicinity can at least be partially resolved by modern high angular resolution instruments that can probe spatial scales ranging from ∼1 to ∼100 mas.

In particular, the ESO-Very Large Telescope Interferometer (VLTI; Haguenauer et al. 2010) instruments are well-adapted to this study. Observations performed in 2002 with the commissioning beam-combiner VLTI/VINCI revealed a strong apparent oblateness (rotational flattening) and suggested an extended structure that accounts for a few percent of the photospheric flux (Domiciano de Souza et al. 2003; Kervella & Domiciano de Souza 2006). This strong flattening could not be explained by the commonly adopted stellar rotation models, and two possibilities were proposed to account for it: differential rotation (Jackson et al. 2004), and a residual circumstellar disk (Carciofi et al. 2008). By studying the time variation of Hα line profiles, Vinicius et al. (2006) showed that a weak but measurable emission (relative to a reference spectra) was detectable at the epoch of the VLTI/VINCI observations; this supports the hypothesis of a residual disk.

In addition, direct high angular resolution imaging revealed a faint, lower-mass binary companion to the Be star, at angular separations of ∼50−300 mas (Kervella et al., in prep.; Kervella et al. 2008; Kervella & Domiciano de Souza 2007).

These works show that studying Achernar as a simple fast rotator to extract its photospheric parameters is a delicate task, since one has to consider its B⇆Be cycle as well as the possible influence of the binary companion. In this paper we seek to determine the purely photospheric parameters of Achernar based on a physical model of rapidly rotating stars and on VLTI observations recorded during a quiescent, emission-free phase (normal B phase).

The VLTI observations and data reduction are described in Sect. 2. In Sect. 3 we present a detailed investigation of the possible influence of a circumstellar disk and/or the binary companion on the interferometric observations. The adopted model and the photospheric parameters of Achernar measured from a model-fitting procedure are presented in Sects. 4 and 5. Deviations from the photospheric model and the photosphere vicinity of Achernar possibly revealed by the VLTI observations are investigated in Sect. 6, in particular using interferometric image reconstruction. Finally, the conclusions of this work are given in Sect. 7.

2. Interferometric observations and data reduction

2.1. VLTI/PIONIER

Near-infrared interferometric data of Achernar were obtained in 2011/Aug.-Sep. and 2012/Sep. with the PIONIER beam combiner (Le Bouquin et al. 2011) at the ESO-VLTI (Haguenauer et al. 2010). We used the largest quadruplet available with the Auxiliary Telescopes (AT) at that time (A1-G1-K0-I1) to resolve the stellar photosphere as much as possible. The resulting *uv* coverage is shown in Fig. 1. Depending on the night, the data were dispersed over three or seven spectral channels across the *H* band. Table 2 summarizes the log of observations.

The observations of Achernar were interspersed with interferometric calibrator stars to estimate the transfer function of the instrument. We selected these calibrators in the catalog by Cohen et al. (1999), adapted by Bordé et al. (2002), and in the JMMC Stellar Diameters Catalog[1] (JSDC, Lafrasse et al. 2010)

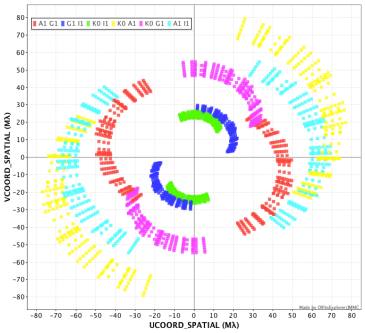


Fig. 1. *uv* coverage of VLTI/PIONIER observations of Achernar. The AT baselines used are identified with different colors. Image adapted from the OIFITSExplorer/JMMC tool.

using the SearchCal tool developed by the JMMC[2] (Bonneau et al. 2006). The main properties of the selected stars are listed in Table 1. We chose to use two types of calibrators: bright calibrators (HD 9362 and HD 12524) and fainter calibrators (HD 6793 and HD 187691). The bright calibrators provide a high photometric signal-to-noise ratio (S/N), and a very high precision on the calibration of the visibilities and closure phases. The fainter stars provide a cross-check of the adopted angular size of the bright calibrators and of their measured closure phases. Their small angular diameter results in a high fringe visibility ($V \approx 80\%$) and a very low systematic calibration uncertainty. We observed no deviation of the selected calibrators from central symmetry that might have been caused by binarity, for example.

Data were reduced and calibrated with the package `pndrs` (Le Bouquin et al. 2011). Each observation provides six squared visibilities V^2 and four closure phases CP. This dataset is available upon request in the standard OIFITS format.

2.2. VLTI/AMBER

Domiciano de Souza et al. (2012a) described and analyzed VLTI/AMBER HR differential phase observations of Achernar around the Bry line. The observations were recorded in 2009 (Oct. 25, Oct. 26, Oct. 30, and Nov. 1) with the high spectral resolution mode and using the FINITO fringe tracker. In this paper we reanalyze these AMBER differential phases together with the PIONIER data, since they were both taken during a diskless phase, as demonstrated in the next section.

3. Disk and companion status during the VLTI observations

The Be and binary nature of Achernar may imply temporal variabilities of observables with possible detectable spectro-interferometric signatures. It is thus important to determine which physical components should be included in the models to interpret VLTI observations from a given epoch. Indeed, Carciofi et al. (2008) showed that the presence of a residual circumstellar disk is a promising explanation of the strong flattening measured

[1] http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?II/300

[2] http://www.jmmc.fr/

Table 1. Interferometric calibrators used for the PIONIER observations of Achernar.

Name	Sp. type	m_V	m_H	m_K	$\oslash_{\rm LD}$ (mas)	$\oslash_{\rm UD}$ (mas)	Ref. code
HD 6793	G5III	5.34	3.25	3.24	1.08 ± 0.08	1.06 ± 0.08	B06
HD 9362	K0IIIb	3.95	1.75	1.65	2.24 ± 0.02	2.17 ± 0.02	B02
HD 12524	K5III	5.16	1.69	1.52	2.77 ± 0.03	2.67 ± 0.03	B02
HD 187691	F8V	5.12	3.86	3.90	0.72 ± 0.05	0.70 ± 0.05	B06
HD 216956	A4V	1.16	1.05	1.05	2.22 ± 0.02	2.20 ± 0.03	A09
HD 14641	K5III	5.82	2.19	2.02	2.20 ± 0.03	2.12 ± 0.02	B02

Notes. *VHK* magnitudes are given, as well as limb-darkened (LD) and uniform-disk (UD) angular diameters. The references are B02: Bordé et al. (2002), B06: Bonneau et al. (2006), A09: Absil et al. (2009). The interferometric signature of fast-rotation and debris disk of HD 216956 is significantly below the observational uncertainties so that this star was used as a suitable calibrator.

Table 2. Log of VLTI/PIONIER observations of Achernar.

Date	Nb observations	Nb spec. channels
2011 Aug. 06	4	3
2011 Sep. 22	10	7
2011 Sep. 23	9	7
2012 Sep. 16	9	3
2012 Sep. 17	3	3

in the 2002 VLTI/VINCI observations (Domiciano de Souza et al. 2003). The presence of this residual disk is supported by a 2002 Hα profile that shows a weak but measurable emission superposed on the stronger photospheric absorption (Vinicius et al. 2006).

Based on our observations of Achernar (Kervella et al., in prep.), the binary companion was located close to apastron (separation ∼200−300 mas) during the PIONIER observations, which is outside the field of view of this instrument. These observations were performed at the VLT instruments NACO and VISIR and are based on several high angular resolution imaging techniques such as direct imaging, lucky imaging, adaptive optics, and aperture masking. Although the stellar photosphere is not resolved by these observations, they allow one to follow the time evolution of the binary system by resolving both components at different orbital phases.

Concerning the possible influence of a Be circumstellar disk, a more thorough analysis is required as described below.

3.1. Search for polarimetric and spectroscopic signatures of a Be circumstellar disk

To investigate the presence and strength of a possible circumstellar disk during the VLTI (PIONIER and AMBER) observations (Sect. 2), we analyzed contemporaneous broadband polarimetry (B and V) and hydrogen line profiles (Hα and Hβ). These observations span from 2009 July to 2012 November.

Imaging polarimetry in the B and V bands was obtained using the IAGPOL polarimeter attached to the 0.6 m Boller & Chivens telescope at OPD/LNA[3], Brazil. We used a CCD camera with a polarimetric module described by Magalhães et al. (1996), consisting of a rotating half-wave plate and a calcite prism placed in the telescope beam. A typical observation consists of 16 consecutive half-wave plate positions separated by 22.5°. In each observing run at least one polarized standard star HD 41117 or HD 187929 was observed to calibrate the observed position angle. Details of the data reduction can be found in Magalhães et al. (1984). A summary of our polarimetric data is presented in Table 3.

[3] Observatório Pico dos Dias/Laboratório Nacional de Astrofísica.

Table 3. Summary of broadband polarization data that are contemporaneous to the VLTI observations.

Date	Band	Polarization(%)
2009 Sep. 21	B	0.008 ± 0.011
2009 Nov. 18	B	0.014 ± 0.026
2011 Jun. 29	B	0.016 ± 0.038
2011 Sep. 2	B	0.014 ± 0.036
2011 Sep. 2	V	0.025 ± 0.015
2011 Sep. 9	B	0.027 ± 0.018
2011 Sep. 9	V	0.023 ± 0.017
2011 Sep. 29	B	0.008 ± 0.030
2011 Sep. 29	V	0.013 ± 0.018
2011 Oct. 19	B	0.026 ± 0.039
2011 Oct. 19	V	0.013 ± 0.016
2011 Nov. 3	V	0.015 ± 0.036
2012 Jul. 1	V	0.017 ± 0.015
2012 Nov. 21	V	0.035 ± 0.050

Notes. These data are plotted in Fig. 2.

The IAGPOL data, shown in Fig. 2, exhibit values compatible with no intrinsic polarization, having a weighted average polarization of only 0.019 ± 0.012% during the observed period. This average is used in Sect. 3.2 as an upper limit to the polarization from a possible residual disk. This low polarization level contrasts with the measurements from a period of stellar activity in 2006, where the presence of circumstellar material lead to a polarization 10 times higher (up to 0.19% in B band), as shown by Carciofi et al. (2007). These authors also reported a clear spectroscopic signal with an Hα emission-to-continuum (E/C) ratio of ∼1.06. The polarization values shown here also suggest no significant contribution from the interstellar medium to this quantity.

In addition to the polarimetric data, Hα and Hβ spectra of Achernar contemporaneous to the VLTI observations were also analyzed in search for possible signatures of a circumstellar disk. We obtained seven spectra at OPD/LNA, using the Cassegrain spectrograph (ECass) with 600 groove mm^{-1} grating blazed at 6563 Å in first order, resulting in a reciprocal dispersion of 1.0 Å pixel^{-1}. FEROS and HARPS spectra were also used to complement the OPD data. The spectroscopic observations are summarized in Table 4.

Following Rivinius et al. (2013), we adopted the FEROS spectra from early 2000 as a reference photospheric spectrum for Achernar. In Fig. 3 we plot the Hα and Hβ line profiles (top panels) and the difference profiles, computed as the difference between the observed profiles and the reference FEROS spectrum

A&A 569, A10 (2014)

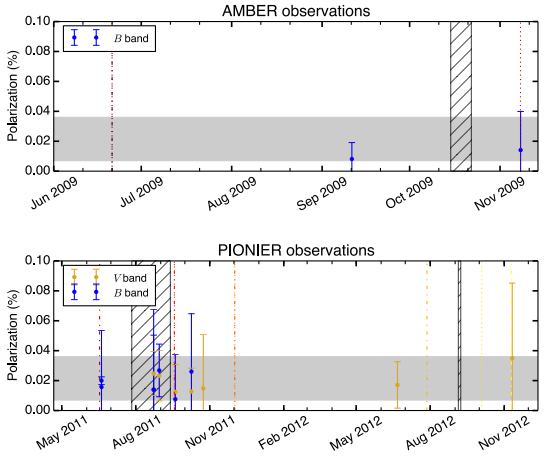


Fig. 2. Polarimetric observations at the epochs of ESO-VLTI AMBER and PIONIER data of Achernar analyzed in this work (vertical hatched bars). All the measurements are compatible with null/negligible polarization. The horizontal gray bars indicate the weighted average of the polarization: $0.019 \pm 0.012\%$. Vertical lines correspond to epochs of Hα (dotted) and Hβ (dot-dashed) data observations with colors corresponding to the spectra shown in Fig. 3. The spectroscopic and polarimetric data are thus contemporaneous and embrace the interferometric observations in time.

Table 4. Summary of spectroscopic data of Achernar that are contemporaneous to the VLTI observations.

Date	H line	Instrument	Min. Resolution
2000 Jan. 11	Hα + Hβ	ESO/FEROS	54 000
2009 Jul. 1	Hα + Hβ	ECass/OPD	3400
2009 Nov. 18	Hβ	ECass/OPD	3400
2011 Jun. 27	Hα	ECass/OPD	5400
2011 Sep. 28	Hα + Hβ	ECass/OPD	3400
2011 Dec. 12	Hα + Hβ	ESO/HARPS	109 000
2012 Aug. 7	Hα	ECass/OPD	5400
2012 Oct. 14	Hβ	ECass/OPD	3400
2012 Nov. 20	Hα	ECass/OPD	5400

Notes. The typical S/N ratio is 300. The Hα and Hβ spectra are shown in Fig. 3.

(bottom panels). All difference profiles are completely featureless, with difference values typically between −0.012 and 0.012.

Thus, the polarimetric and spectroscopic data above suggest that the presence of a strong Be disk contemporaneous to the interferometric data can be discarded. In the following we quantify this assumption based on physical models of Be disks constrained by the observational limits imposed by the contemporaneous polarimetry (below $0.019 \pm 0.012\%$) and spectroscopy (disk signatures below 0.012 in absolute values relative to a photospheric profile).

3.2. Residual disk

We investigate here whether the presence of a weak residual disk that is hard to detect from non-angularly resolved observations could still affect the interferometric observations of Achernar. This weak disk is constrained by the limits imposed by contemporaneous polarimetric and spectroscopic data determined in the previous section.

Using radiative transfer simulations from the HDUST code (Carciofi & Bjorkman 2006), we computed a grid of models based on our previous grid used to investigate the 2002 phase of Achernar (Carciofi et al. 2008): a large and dense disk in hydrostatic equilibrium (i.e., geometrically thin) and a smaller and more tenuous disk with enhanced scale height (i.e., geometrically thick). We adopted a power-law radial density profile,

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{R_{\rm eq}}{r} \right)^m , \quad (1)$$

where $R_{\rm eq}$ is the stellar equatorial radius where the disk starts (inner disk radius), ρ_0 is the density of the disk at $R_{\rm eq}$ (density scale), and m is chosen as 3.5 corresponding to the steady-stade regime of a viscous decretion disk (VDD) model (cf. Haubois et al. 2012, and references therein). To study the influence of the disk on the different observables we varied ρ_0 considering two sets of disk sizes $R_{\rm d}$ and scale heights H_0 at the inner disk radius. Table 5 details the parameters of these two sets of VDD models. In addition to these VDD models, we also used HDUST to compute a reference ellipsoidal photospheric model of Achernar compatible with the more physical photospheric model determined in Sect. 4.

The dependence of the polarimetric and spectroscopic observables on the density ρ_0 for the two VDD models are shown in Fig. 4, where the quantities predicted from the models are compared with our observational constraints. By comparing the modeled and observed limits determined in Sect. 3 for the polarization and difference Hα spectra, we can set strict upper limits to ρ_0: $\rho_0 < 0.52 \times 10^{-12}$ g cm^{-3} (thin disk) and $\rho_0 < 0.65 \times 10^{-12}$ g cm^{-3} (thick disk). As shown in Fig. 4, these limits are mainly imposed by the polarimetric data.

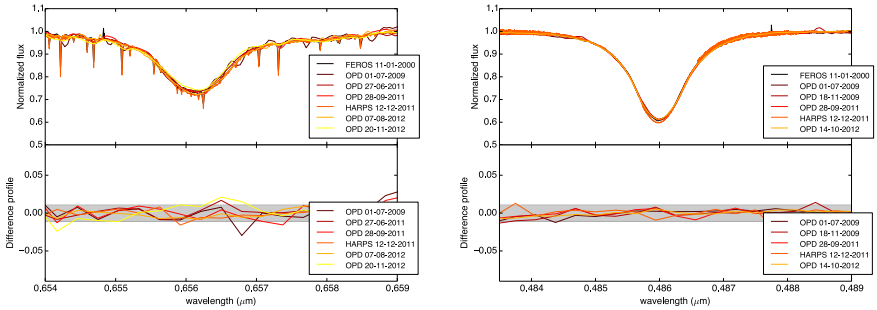


Fig. 3. *Top*: Hα (*left*) and Hβ (*right*) line profiles of Achernar at the epoch of interferometric observations. *Bottom*: difference in flux of the line profiles with respect to the reference FEROS spectrum from 2000 Jan. 11. This spectrum can be considered as a good approximation to the pure photospheric profile of Achernar (Rivinius et al. 2013). Whenever possible (enough spectral resolution) the telluric lines seen in some spectra have been removed before computing the differences. The horizontal shaded (gray) areas indicate the typical error on the difference profiles and also set a limit to them.

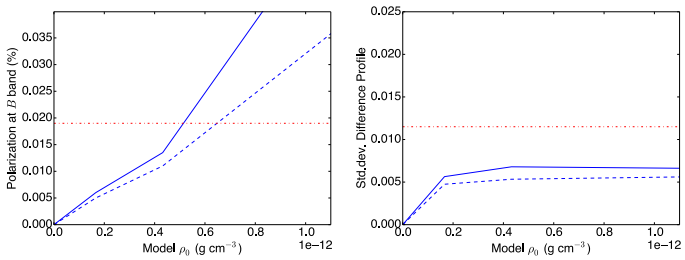


Fig. 4. Polarization in the *B* band (*left*) and standard deviation of difference Hα profile (*right*) as a function of disk-base density ρ_0 for the residual disk models from Table 5 (model 1: full line; model 2: dashed line). The standard deviation is the root mean square of the disk model spectrum minus the pure photospheric profile. The horizontal dot-dashed lines represent the observational limits of average polarization and difference profile determined from observations performed at the epoch of interferometric observations, as explained in Sect. 3. While the measured Hα difference profile level does not impose a limit to ρ_0, the measured average polarization sets a strict upper limit to this quantity: $\rho_0 < 0.52 \times 10^{-12}$ g cm^{-3} for the thin-disk model and $\rho_0 < 0.65 \times 10^{-12}$ g cm^{-3} for the thick-disk model.

Table 5. Parameters of the two geometrical configurations of the residual VDD models.

Disk Model	ρ_0 range (10^{-12} g cm^{-3})	R_d ($R_\odot$)	H_0 ($R_\odot$)
1 (thin)	0.2−7.5	11.0	0.37
2 (thick)	0.2−7.5	10.1	0.73

Notes. The photospheric parameters are kept constant for the simulations. For a given density ρ_0 the total mass of the disk is the same for both models.

Figure 5 shows detailed a comparison of the VDD modeled Hα line profiles for these two ρ_0 limits with the photospheric profile. As expected, the difference profiles have almost everywhere values within the ±0.012 limit determined from the observed difference profiles (Sect. 3). Only at the wings of the Hα profiles the VDD models present some weak signatures differing slightly from the pure photospheric profile. This detailed investigation of Hα profiles combined with the results from Fig. 4 thus shows that the limits to ρ_0 imposed by polarimetry are also reliable upper limits to hydrogen spectral lines.

By adopting these limits to ρ_0 we now evaluate the signatures that a possible residual disk might have on our interferometric observations of Achernar. These evaluations are shown in Fig. 6, which compares the *H* band squared visibilities V^2, and Brγ differential phases computed with the two VDD models (Table 5) with the expected values for the purely photospheric model. All deviations from the photospheric model are well within the typical observational errors on these interferometric quantities.

Therefore, in the following analysis we can safely rule out any effects of the known companion and of a significant residual disk around Achernar on our interferometric observations.

4. Achernar's photospheric parameters from VLTI observations

Based on the results from the previous section we adopted a model of a fast rotating, single B star without circumstellar

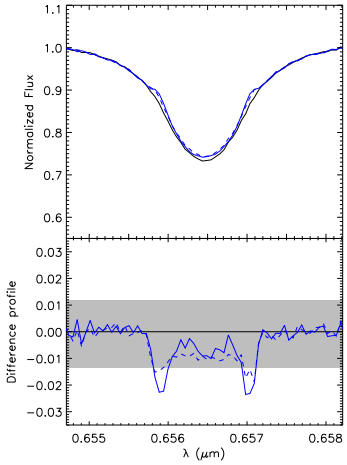


Fig. 5. *Top*: Hα line profile for the pure photospheric model (black solid line) and with a residual disk (VDD model) as defined in Table 5 and computed for the upper limit values of ρ_0 (cf. Fig. 4): 0.52×10^{-12} g cm^{-3} (thin disk; blue solid line) and 0.65×10^{-12} g cm^{-3} (thick disk; blue dashed line). *Bottom*: the difference between the disk models relative to the photospheric model. The observational limit set to the difference profiles defined in Sect. 3 is indicated by the shaded (gray) region.

environment as a starting point to interpret the interferometric data of Achernar.

4.1. Photospheric model of fast-rotating stars

Most recent works describe the photospheric structure of rapidly rotating, nondegenerate, single stars of intermediate to high masses by adopting a Roche model (rigid rotation and mass concentrated in the stellar center) with a generalized form of the von Zeipel gravity darkening (von Zeipel 1924). We adopted this model since it has proven to well reproduce many distinct observables on rapid rotators (e.g., this work on Achernar and the cited references on other stars). Whether this is the only/best representation for their photospheres could be tested based on future and more precise observations.

Many codes exist that provide similar numerical implementations of this model, hereafter called the RVZ model. The reference numerical code for the RVZ model used here is the IDL-based program CHARRON (Code for High Angular Resolution of Rotating Objects in Nature). We present below a short description of CHARRON in the context of the present work. A more detailed description is given by Domiciano de Souza et al. (2012a,b, 2002).

The stellar photospheric shape follows Roche equipotential (gravitational plus centrifugal),

$$\Psi(\theta) = -\frac{GM}{R(\theta)} - \frac{\Omega^2 R^2(\theta)\sin^2\theta}{2} = -\frac{GM}{R_{\rm eq}} - \frac{V_{\rm eq}^2}{2}, \quad (2)$$

where θ is the colatitude, M is the stellar mass, and $R_{\rm eq}$ and $V_{\rm eq}$ are the equatorial radius and rotation velocity. Solving this cubic equation provides the colatitude-dependent stellar radius $R(\theta)$.

Gravity darkening is considered by relating the local effective gravity $g_{\rm eff}(\theta)$ $(= |-\nabla\Psi(\theta)|)$ to the local effective temperature $T_{\rm eff}(\theta)$ by,

$$T_{\rm eff}(\theta) = \left(\frac{C}{\sigma}\right)^{0.25} g_{\rm eff}^{\beta}(\theta), \quad (3)$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant and β is the gravity-darkening coefficient, which is more general than the $\beta = 0.25$ value from von Zeipel (1924), but which is still assumed to be constant over the stellar surface. We note that for the spectral type of Achernar we can neglect any radiative acceleration effects since it is far from the Eddington limit. The proportionality constant C can be derived from stellar physical parameters such as mass and luminosity (e.g., Maeder & Meynet 2000) or related to a fixed point on the photosphere (the stellar pole, for example). In this work, the constant C and the stellar luminosity L are related to the average effective temperature $\overline{T}_{\rm eff}$ over the total stellar surface $S_\star$ (area of the Roche photosphere),

$$L = \sigma \int T_{\rm eff}^4(\theta)\,{\rm d}S = \sigma \overline{T}_{\rm eff}^4 S_\star = C \int g_{\rm eff}^{4\beta}(\theta)\,{\rm d}S. \quad (4)$$

$\overline{T}_{\rm eff}$ can be directly related to the bolometric flux $F_{\rm bol}$ and to the mean angular diameter $\overline{\mathcal{D}}$ (diameter of spherical star having a surface area $S_\star$) by,

$$F_{\rm bol} = \sigma \overline{T}_{\rm eff}^4 \frac{S_\star}{4\pi d^2} = \sigma \overline{T}_{\rm eff}^4 \frac{\overline{\mathcal{D}}^2}{4}, \quad (5)$$

where d is the distance to the star.

In our numerical implementation of the RVZ model the stellar surface is divided into a predefined grid with nearly identical surface area elements (typically ~50 000 surface elements). From $T_{\rm eff}(\theta)$ and $g_{\rm eff}(\theta)$ defined in the above equations, a local specific intensity from a plane-parallel atmosphere $I = I(g_{\rm eff}, T_{\rm eff}, \lambda, \mu)$ is associated with each surface element, where λ is the wavelength and μ is the cosine between the normal to the surface grid element and the line of sight (limb darkening is thus automatically included in the model). The local specific intensities I are interpolated from a grid of specific intensities that are pre-calculated using the spectral synthesis code SYNSPEC (Hubeny & Lanz 2011) and the ATLAS9 stellar atmosphere models (Kurucz 1979). For Achernar, we adopted atmosphere models with turbulent velocity of 2 km s^{-1} and solar abundance in agreement with its spectral type and short distance.

From the local specific intensities we obtained wavelengh-dependent intensity maps of the visible stellar surface at the chosen spectral domain and resolution, such as the image given in Fig. 11. The interferometric observables (e.g., squared visibilities, closure phases, differential phases) are then directly obtained from the Fourier transform of these sky-projected photospheric intensity maps, which for a given star in the sky also depend on its rotation-axis inclination angle i and on the position angle of its sky-projected rotation axis PA$_{\rm rot}$ (counted from north to east until the visible stellar pole).

Thus, the main input parameters of the photospheric RVZ model for fast rotators used to interpret the interferometric observations of Achernar are M, $R_{\rm eq}$, $V_{\rm eq}$, β, $\overline{T}_{\rm eff}$, i, PA$_{\rm rot}$, and d.

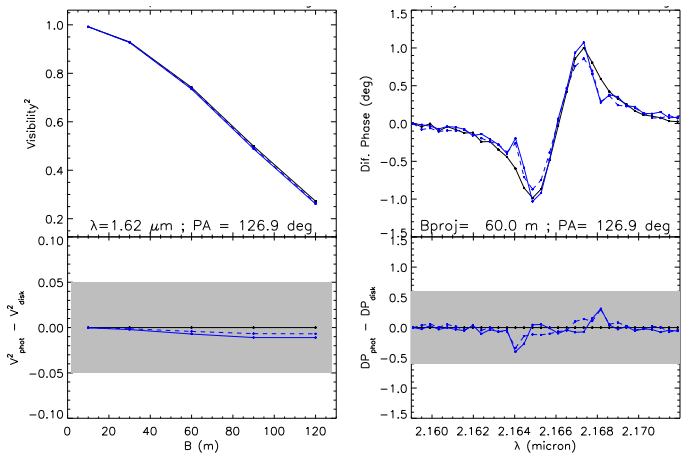


Fig. 6. Interferometric observables, squared visibilities V^2 in the H band (*left*), and Brγ differential phases (*right*), computed for the pure photospheric model (black solid line) and for the two residual-disk models as defined in Table 5 at the upper limit values of ρ_0 (cf. Fig. 4): 0.52×10^{-12} g cm^{-3} (thin disk; blue solid line) and 0.65×10^{-12} g cm^{-3} (thick disk; blue dashed line). The baseline position angle PA was chosen to lie along the stellar equator (cf. Sect. 4.2), so that the effects of the residual disk are maximized on these comparisons. The baseline length for the differential phase calculations roughly corresponds to half of the maximum available length. *Bottom*: the difference between the interferometric observables from the disk models relative to the photospheric model. The shaded areas correspond to the typical observational errors from our PIONIER and AMBER observations. These difference plots show that the disk contribution to the interferometric observables is only a small fraction of the observation errors even at the upper limit ρ_0, discarding any detectable influence of a circumstellar disk on the present interferometric observations of Achernar.

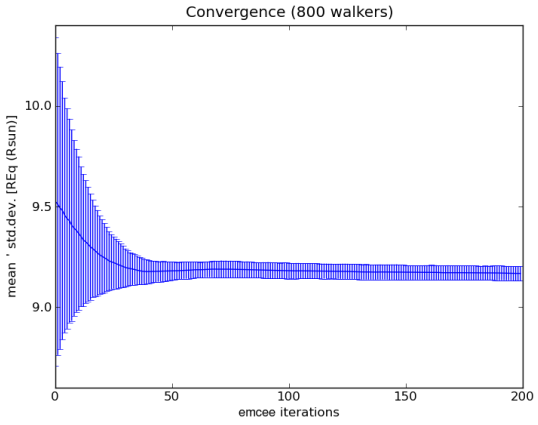


Fig. 7. Convergence of equatorial radius R_{eq} during the burn-in phase of the MCMC fit of the CHARRON RVZ model to the VLTI/PIONIER data using the emcee code (800 walkers and 200 iteration steps).

4.2. Fitting of the CHARRON model to VLTI/PIONIER data with an MCMC method

We used the CHARRON model to constrain several photospheric parameters of Achernar from the PIONIER observations (described in Sect. 2.1), which consists of a homogenous data set obtained with the same beam-combiner instrument at ESO-VLTI. To be compatible with the observations, the CHARRON intensity maps were calculated over the H band with a spectral resolution of ~20–40. We note that in broadband observations, the effect of bandwidth smearing (mixing of different spatial frequencies in a given wavelength bin) can lead to a

A&A 569, A10 (2014)

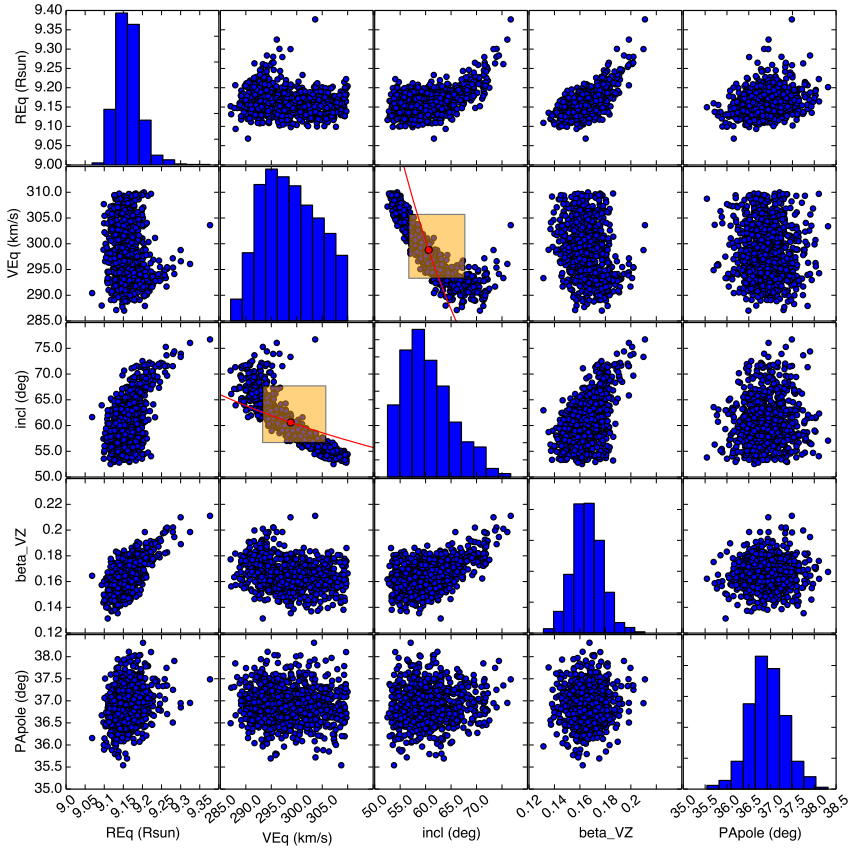


Fig. 8. Histogram distributions and two-by-two correlations for the free parameters (R_{eq}, V_{eq}, i, β, and PA_{rot}) of the best-fit CHARRON RVZ model determined with the emcee code (800 walkers). The mean values and associated uncertainties obtained from these histograms are given in Table 6. The parameters do not show strong correlations in the region defined by the uncertainty around the mean values. The stronger correlation is shown by V_{eq} and i, which roughly follow a curve of constant $V_{eq} \sin i$ (=260.3 km s^{-1}), represented by the solid lines, with the circles indicating the mean values in the histograms. The rectangles cover the corresponding uncertainty ranges on V_{eq} and i.

decrease of visibility contrast and should in principle be considered. However, we checked that the bandwidth-smearing effect does not need to be considered in the present analysis because (1) the squared visibilities are higher than 0.3−0.4, which minimizes this effect (Kervella et al. 2003); and (2) the data span a few wavelength bins over the H band so that the range of spatial frequencies mixed is narrow. Based on results from previous works, M, $\overline{T}_{\rm eff}$, and d were fixed to the following values:

- M = 6.1 $M_\odot$. Value from Harmanec (1988), previously adopted by Domiciano de Souza et al. (2012a). This mass also agrees (1) with the estimate from Jerzykiewicz & Molenda-Zakowicz (2000) (M = 6.22 ± 0.16 $M_\odot$) based on evolutionary tracks; and (2) with the mass estimate from an on-going work on Achernar's binary system (Kervella et al., in prep.);
- $\overline{T}_{\rm eff}$ = 15 000 K. Value adopted by Domiciano de Souza et al. (2012a) following Vinicius et al. (2006). A critical discussion on this value and comparisons with other works are presented in Sect. 5;
- d = 42.75 pc. We adopted the updated distance derived from the new reduction of the Hipparcos astrometric data and provided by van Leeuwen (2007).

Table 6. Physical parameters of Achernar derived from the fit of the RVZ model (CHARRON code) to VLTI/PIONIER H band data using the MCMC method (emcee code).

Free model parameters fitted	**Values and uncertainties**
Equatorial radius: $R_{\rm eq}$ ($R_\odot$)[a]	9.16 (+0.23; −0.23)
Equatorial rotation velocity: $V_{\rm eq}$ (km s^{-1})	298.8 (+6.9; −5.5)
Rotation-axis inclination angle: i (°)	60.6 (+7.1; −3.9)
Gravity-darkening coefficient: β	0.166 (+0.012; −0.010)
Position angle of the visible pole: PA$_{\rm rot}$ (°)	216.9 (+0.4; −0.4)
Derived parameters	**Values**
Equatorial angular diameter: $\oslash_{\rm eq} = 2R_{\rm eq}/d$ (mas)	1.99
Polar radius: $R_{\rm p}$ ($R_\odot$)	6.78
$R_{\rm eq}/R_{\rm p}$; $\epsilon \equiv 1 - R_{\rm p}/R_{\rm eq}$	1.352; 0.260
Apparent flattening (major to minor axis ratio)	1.30
Mean angular diameter: $\overline{\oslash}$ (mas)	1.77
$V_{\rm eq} \sin i$ (km s^{-1})	260.3
Critical rotation rate[b]: $V_{\rm eq}/V_{\rm c}$; $\Omega/\Omega_{\rm c}$	0.883; 0.980
Keplerian rotation rate[c]: $V_{\rm eq}/V_{\rm k}$; $\Omega/\Omega_{\rm k}$	0.838; 0.838
Polar temperature: $T_{\rm p}$ (K)	17 124
Equatorial temperature: $T_{\rm eq}$ (K)	12 673
Luminosity: $\log L/L_\odot$	3.480
Equatorial gravity: $\log g_{\rm eq}$	2.772
Polar gravity: $\log g_{\rm p}$	3.561
Rotation period: $P_{\rm rot}$ (h)	37.25
Rotation frequency: $\nu_{\rm rot}$ (d^{-1})	0.644

Notes. Details of the fit are given in Sect. 4.2. [(a)] The uncertainty in the distance d from van Leeuwen (2007) was added quadratically to the fit uncertainty on $R_{\rm eq}$. [(b)] Critical (Roche model) linear ($V_{\rm c}$) and angular ($\Omega_{\rm c}$) velocities: $V_{\rm c} = \Omega_{\rm c} R_{\rm eq,c} = \sqrt{GM/R_{\rm eq,c}}$, with $R_{\rm eq,c} = 1.5R_{\rm p}$ (critical Roche equatorial radius). [(c)] Keplerian (orbital) linear ($V_{\rm k}$) and angular ($\Omega_{\rm k}$) velocities: $V_{\rm k} = \Omega_{\rm k} R_{\rm eq} = \sqrt{GM/R_{\rm eq}}$.

The free parameters are thus $R_{\rm eq}$, $V_{\rm eq}$, i, β, and PA$_{\rm rot}$.

The model-fitting was performed using the emcee code (Foreman-Mackey et al. 2013), which is a Python implementation of a Markov chain Monte Carlo (MCMC) method proposed by Goodman & Weare (2010). This code has been recently used by Monnier et al. (2012) to interpret interferometric observations.

From a given likelihood function of the parameters, emcee provides histograms of the free model parameters (samplings of the posterior probability) from which one can estimate the best parameter values and associate uncertainties. In the present work, the measurement errors on V^2 and CP are all assumed to be independent and normally distributed so that the likelihood function is proportional to $\exp(-\chi^2)$, where χ^2 has its usual definition and is composed of $\chi^2 = \chi^2_{V^2} + \chi^2_{\rm CP}$ (sum of χ^2 from the V^2 and CP data, respectively). To equally explore an homogenous range of initial values, we adopted initial uniform distributions for the five free CHARRON parameters that cover a wide range of physically consistent values.

The emcee algorithm explored the defined parameter space using 800 walkers in a 200 steps initial phase (burn-in) and 150 steps in the final phase, starting from the last state of the burn-in chain (for details of using the code see Foreman-Mackey et al. 2013). Convergence of the parameters distribution was typically attained within $\lesssim$100 steps during the burn-in phase (an example for $R_{\rm eq}$ is shown in the electronically available Fig. 7).

The final histograms of the five free parameters and their two-by-two correlations are shown in Fig. 8 (available electronically). The best-fit values of the free parameters are the mean of these histograms. The uncertainties on the parameters were defined as corresponding to a range enclosing ±34.15% of the parameter distribution relative to the mean value (this corresponds to the commonly used rule for normal distributions). The reduced χ^2 of the best-fit model is $\chi^2_{\rm r} = 1.9$ (for 1777 degrees of freedom DOF and free free parameters).

Table 6 summarizes the best-fit parameter values and uncertainties measured on Achernar from the MCMC fit of CHARRON RVZ model to the VLTI/PIONIER data. Other derived stellar parameters are also given in the table. The V^2 and CP corresponding to this best-fit model are plotted together with the observations in Figs. 9 and 10. The sky-projected intensity map of the visible stellar photosphere for this model is shown in Fig. 11.

As a completely independent check of the results above, we have also performed a Levenberg-Marquardt fit to the PIONIER data using a different RVZ model developed by one of us (A. Mérand). The best-fit parameter values obtained agree well (within the emcee error bars) with the values derived from the emcee fit of the CHARRON RVZ model.

5. Discussion

5.1. Radius and angular diameter

Long-baseline interferometry is traditionally known to deliver stellar angular diameters (and radii, if distances are available). These size measurements are directly dependent on the chosen photospheric model and on how fairly this model can represent the stellar photosphere. As shown in Sect. 4, the stellar radius is a function of the co-latitude for fast rotators, and the apparent stellar photosphere is dependent on additional parameters such as gravity darkening, effective temperature, rotation velocity, and polar inclination (discussed in the following subsections).

As explained in the previous sections, the equatorial radius $R_{\rm eq}$ determined here (or more generally the photospheric $R(\theta)$) is based on a physical model fitted to observations taken on a normal B phase of Achernar. As expected, the $R_{\rm eq}$ measured

A&A 569, A10 (2014)

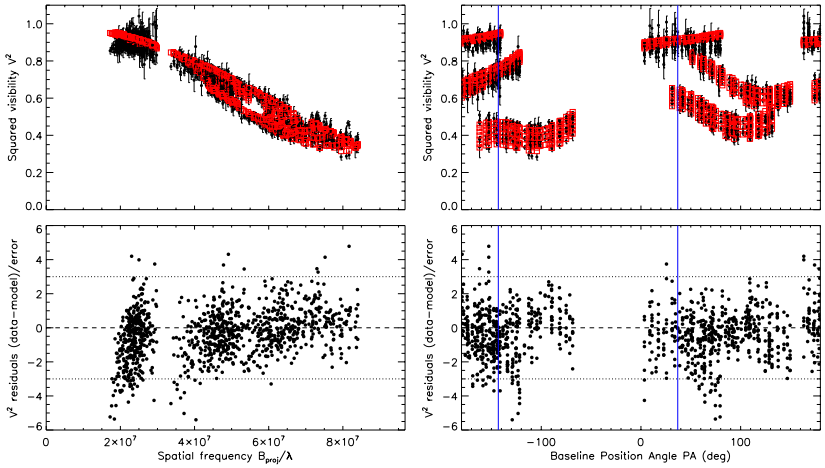


Fig. 9. *Top*: squared visibilities V^2 observed on Achernar (filled circles and error bars) and computed (opened squares) from the best-fit CHARRON model (Table 6) as a function of spatial frequency (*left column*) and baseline PA (*right column*). *Bottom*: V^2 residuals from observations relative to the best-fit model in units of corresponding uncertainties. Vertical solid lines indicate the position angles of the visible (216.9° ≡ −143.1°) and hidden (16.9° = 216.9°−180°) stellar poles. The horizontal dotted lines delimit the ±3σ region around zero (dashed line).

in this work is smaller than the previous results derived from VLTI/VINCI observations, obtained in an epoch with a small, but non-negligible influence of a residual disk (Domiciano de Souza et al. 2003; Kervella & Domiciano de Souza 2006; Carciofi et al. 2008).

We discuss the stellar size derived from the VLTI/AMBER observations by Domiciano de Souza et al. (2012a), we postpone the discussion to Sect. 5.5, where we consider the whole set of model parameters.

Considering the stellar size derived from the VLTI/AMBER observations by Domiciano de Souza et al. (2012a) in Sect. 5.5, where we consider the whole set of model parameters.

5.2. Photometry and effective temperature

The photometric magnitudes in the *UBVJHK* bands and the bolometric flux derived from the CHARRON best-fit model are compared with measurements reported in the literature in Table 7. We first note form the table that these observed magnitudes and bolometric fluxes show uncertainties and/or a dispersion of measured values of about 10%−20%, which are at least partially caused by a combination of instrumental and intrinsic effects from the star. Indeed, Achernar is known to present multiple flux variabilities at time scales from hours to years, which are caused, for example, by pulsations (Goss et al. 2011), binarity (Kervella & Domiciano de Souza 2007), and the B⇆Be cycle (e.g., Vinicius et al. 2006). Thus, the observed magnitudes and bolometric flux should not be considered as tight constraints to the model-fitting, although they provide an important consistency check on the best-fit model parameters. Indeed, the modeled magnitudes and bolometric flux given in Table 7 agree with the observations within their uncertainties and/or dispersion of measured values.

By using Eq. (5) we can cross-check the consistency between the adopted mean effective temperature $\overline{T}_{\rm eff}$, the measured bolometric flux $F_{\rm bol}$, and the mean angular diameter $\overline{\oslash}$ reported in Tables 6 and 7. From the $F_{\rm bol}$ provided by Code et al. (1976) and Nazé (2009) one thus obtains $\overline{T}_{\rm eff}$ = 15 094 K and 14 703 K. We note that the temperature of 14 510 K estimated by Code et al. (1976) is somewhat lower than the value estimated here because they considered the higher angular diameter (1.92 mas) reported by Hanbury Brown et al. (1974), based on intensity interferometry observations at the Narrabri Observatory. As expected, this diameter is between the major and minor diameters derived in the present work. However, the measurements from Hanbury Brown did not allow taking into account the angular size variation with the baseline position angle caused by the rotational flattening of Achernar. Thus, recalling that the average effective temperature of ≃15 000 K reported by Vinicius et al. (2006) was derived from different methods, the adopted $\overline{T}_{\rm eff}$ = 15 000 K agrees well with several independent measurements (bolometric fluxes, photometry, spectroscopy, and interferometry).

5.3. Inclination and rotation velocity

The inclination angle i (=$60.6^{+7.1}_{-3.9}$) measured in this work is compatible (within ≃1.5σ) with the values (i ∼ 65−70°) estimated by Vinicius et al. (2006) and Carciofi et al. (2007).

Different values have been previously reported on the projected rotation velocity $V_{\rm eq} \sin i$ of Achernar, with mainly three distinct range of values: $V_{\rm eq} \sin i$ ∼ 223−235 km s^{-1} (e.g., Slettebak 1982; Chauville et al. 2001; Vinicius et al. 2006), $V_{\rm eq} \sin i$ = 292 ± 10 km s^{-1} (Domiciano de Souza et al. 2012a), and $V_{\rm eq} \sin i$ ∼ 410 km s^{-1} (e.g., Hutchings & Stoeckley 1977; Jaschek & Egret 1982).

Table 7. Observed and modeled *UBVJHK* photometry and bolometric flux $F_{\rm bol}$ of Achernar.

Catalogue or reference	U	B	V	J	H	K	$F_{\rm bol}$ (10^{-9} W m^{-2})
2MASS[a]				0.815 ± 0.254	0.865 ± 0.320	0.880 ± 0.330	
NOMAD Tycho-2[b]		0.473	0.527				
Johnson et al. (1966)		0.32	0.47				
Code et al. (1976)							54.4 ± 4.3
Jaschek & Egret (1982)	−0.36	0.30	0.46				
Nazé (2009)							48.98
CHARRON RVZ model	−0.279	0.339	0.472	0.783	0.828	0.886	53.05
Model in 2012 paper	−0.387	0.215	0.333	0.596	0.631	0.684	62.90

Notes. The model values are based on the parameters given in Table 6 for the best emcee fit of CHARRON RVZ model to PIONIER data. For comparison, we also show the values derived from the model given by Domiciano de Souza et al. (2012a), based on the AMBER differential phases. [(a)] Cutri et al. (2003); Skrutskie et al. (2006). [(b)] Hog et al. (2000); Zacharias et al. (2005).

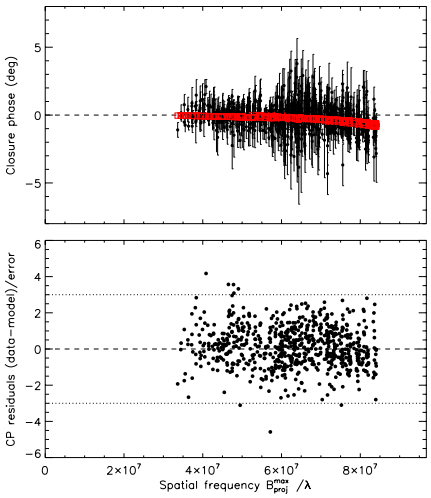


Fig. 10. *Top*: closure phases (CP) observed on Achernar and computed from the best-fit CHARRON model (Table 6) as a function of the spatial frequency (for the longest projected baseline $B^{\rm max}_{\rm proj}$ in the corresponding triangle configuration). *Bottom*: CP residuals from observations relative to the best-fit model in units of corresponding uncertainties. The horizontal dotted lines delimit the $\pm 3\sigma$ region around zero (dashed line). Since the photosphere is only partially resolved, the CP signatures of fast rotation are weak (within $\sim\pm 1^\circ$).

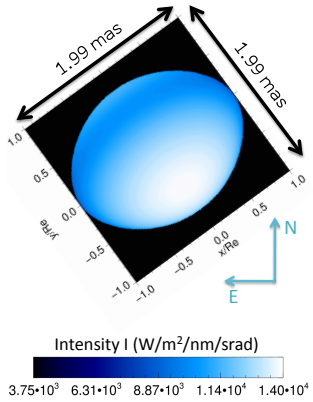


Fig. 11. Intensity map of Achernar corresponding to the best-fit of the CHARRON RVZ model to the VLTI/PIONIER H band observations. The spatial coordinates indicated in angular milliarcseconds (mas) units and also normalized to the equatorial radius $R_{\rm eq} = 9.16\,R_\odot$. The complete list of the measured stellar parameters is given in Table 6.

In this work we determine $V_{\rm eq}\sin i = 260.3^{+19}_{-12}$ km s^{-1}, where these uncertainties were computed by properly adding the individual uncertainties estimated on i and $V_{\rm eq}$ (cf. Table 6 and Fig. 8). This estimated $V_{\rm eq}\sin i$ lies between the lower and intermediate values found in the literature, as mentioned above, and it is compatible with them within 2σ to 3σ, i.e., $\simeq$30–40 km s^{-1}.

Some clues for explaining the discrepancies in the measured $V_{\rm eq}\sin i$ may be given by the fact that different methods for estimating this quantity can lead to different results depending on their sensitivity to the nonuniform photospheric intensity distribution caused by the gravity darkening. For example, it is known that because of gravity darkening, the $V_{\rm eq}\sin i$ obtained from visible/IR spectroscopy are generally underestimated in fast-rotating stars (Townsend et al. 2004; Frémat et al. 2005). Moreover, the actual $V_{\rm eq}\sin i$ of Achernar seems to significantly vary in time, as recently shown by Rivinius et al. (2013), who reported $V_{\rm eq}\sin i$ variations with amplitudes $\lesssim$35 km s^{-1} that are correlated to the B⇆Be phase transitions. Interestingly, this amplitude of $V_{\rm eq}\sin i$ variations is on the same order of the differences between the $V_{\rm eq}\sin i$ values measured in this work and those reported by several other authors, as discussed above.

Finally, Goss et al. (2011) identified a low-amplitude frequency of 0.68037 ± 0.00003 d^{-1} from time-series analysis of photometric light-curves of Achernar. We note that this frequency is relatively close (but still $\sim$2.5σ above) to the rotation frequency $\nu_{\rm rot} = 0.644 \pm 0.015$ d^{-1} derived in the present work (uncertainty estimated by properly adding quadratically the relative maximum individual uncertainties on $R_{\rm eq}$ and $V_{\rm eq}$). Whether or not the measured frequency is related to the rotation of Achernar remains to be further investigated.

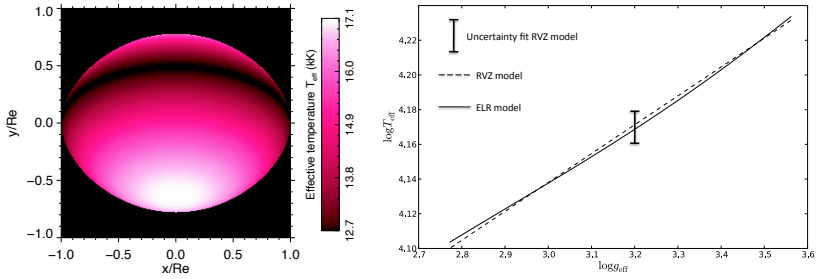


Fig. 12. *Left*: effective temperature map of Achernar corresponding to the best-fit of the CHARRON RVZ model to the VLTI/PIONIER H band observations (model parameters in Table 6). The spatial coordinates are normalized to the measured equatorial radius $R_{\rm eq} = 9.16\,R_\odot$. The polar and equatorial effective temperatures of Achernar are $T_{\rm p} = 17\,124$ K (white) and $T_{\rm eq} = 12\,673$ K (black). *Right*: $\log T_{\rm eff}$ as a function of $\log g_{\rm eff}$ of Achernar for the ELR model (solid line from Espinosa Lara & Rieutord 2011). The calculations were performed considering a Roche model with the same stellar parameters as in Table 6, except for the gravity darkening, which is directly obtained from the ELR model. The dashed straight line shows the $\log T_{\rm eff}$ versus $\log g_{\rm eff}$ corresponding to the best-fit RVZ model with the measured gravity-darkening coefficient $\beta\,(=0.166^{+0.012}_{-0.010})$. The vertical bar indicates the uncertainty in $T_{\rm eff}$ associated with the measured uncertainty in this best-fit β value alone. We also note that by fitting a straight line to the ELR model (solid curve) results in an identical $\beta\,(=0.166)$ as measured with the CHARRON RVZ model, which exactly matches the dashed straight line. Thus, although the ELR model predicts a slightly more complex gravity-darkening relation than the RVZ model (Eq. (3)), these two gravity-darkening models agree within the uncertainties derived from the RVZ model fit to the PIONIER observations.

5.4. Gravity darkening

The gravity-darkening parameter β determined in this work is significantly lower than the von Zeipel law ($\beta = 0.25$), a result in agreement with β values derived from recent interferometric observations of fast-rotating stars (see for example the recent review from van Belle 2012, and references therein).

These low β (<0.25) were explained theoretically by Espinosa Lara & Rieutord (2011), who derived an alternative gravity-darkening law (ELR model hereafter) by relaxing the assumption of barotropicity that leads to the von Zeipel law. The ELR model includes a divergence-free flux vector and the ratio $T^4_{\rm eff}/g_{\rm eff}$ is allowed to vary with latitude, leading to an analytical relation between $T_{\rm eff}$ and $g_{\rm eff}$ without the need of assuming a constant β parameter as in Eq. (3). Let us compare in more detail the gravity darkening derived from the best-fit of the CHARRON RVZ model with the prediction from the ELR model. Both models adopt the Roche approximation so that they consider an identical photospheric shape $R(\theta)$. Based on the best-fit parameters in Table 6, Fig. 12 compares the $\log T_{\rm eff}$ versus $\log g_{\rm eff}$ relations for the two gravity darkening models. The $T_{\rm eff}$ map of the RVZ model is also illustrated in Fig. 12. As shown in the figure, the two models agree within the parameter uncertainties, but the present observation errors do not yet allow us to probe the small differences in $T_{\rm eff}(\theta)$ predicted by the models.

Although the detailed $T_{\rm eff}(\theta)$ cannot be investigated, it is clear that the ELR model reproduces an average $T_{\rm eff}(\theta)$ dependence that is totally compatible with measurements from the RVZ model, but without the need of using a β parameter. Indeed, by estimating an equivalent β value (e.g., from $\log(T_{\rm eq}/T_{\rm p})/\log(g_{\rm eq}/g_{\rm p})$), Espinosa Lara & Rieutord (2011, in their Fig. 4) showed a good agreement between their predictions and the β coefficients measured on four fast rotators as a function of flattening $\epsilon\,(\equiv 1 - R_{\rm p}/R_{\rm eq})$.

In Fig. 13 we extend this comparison by adding α Lyr (Vega; Monnier et al. 2012) and Achernar (α Eri; present work). These two new stars provide a crucial test for the ELR model since they have, respectively, the lowest and highest flattening in the sample. Figure 13 thus compares β and ϵ from the ELR model with values measured on six fast rotators (listed from hotter to colder spectral types): α Eri (Achernar, B3-6Vpe; this work), α Leo (Regulus, B8IVn; Che et al. 2011), α Lyr (Vega, A0V; Monnier et al. 2012), α Aql (Altair, A7IV-V; Monnier et al. 2007), α Cep (Alderamin, A7IV; Zhao et al. 2009), β Cas (Caph, F2IV; Che et al. 2011).

Five out of the six stars agree relatively well with the ELR model (in particular Altair and Achernar), considering the observational uncertainties. The only exception is β Cas, and a more detailed study would be required do decide if the discrepancy is due to a bias in the measured flattening related to its low inclination (as discussed by Espinosa Lara & Rieutord 2011) and/or maybe related to the fact that this is star is the coldest one in the sample. This agreement between observational and theoretical results is therefore a promising perspective for a more profound understanding of the gravity-darkening effect in rotating stars.

Based on the curve β versus flattening ϵ given in Fig. 13 and derived from the ELR model, we can deduce a linear relation that roughly follows this curve:

$$\beta \simeq 0.25 - 0.328\epsilon. \quad (6)$$

This linear approximation reproduces the curve in Fig. 13 within 1% (3%) for $\epsilon \lesssim 0.27\,(0.30)$. We recall, however, that the use of a β parameter is neither required nor compatible with the ELR model, which does not describe the gravity darkening by a power law as in Eq. (3).

5.5. Comparison with the VLTI/AMBER differential phases

We now compare the best-fit CHARRON model determined from the PIONIER data (Table 6) with the AMBER differential phases, described in Sect. 2.2 and by Domiciano de Souza et al. (2012a). The differential phases computed directly from the PIONIER best-fit model already well reproduce the AMBER observations, resulting in $\chi^2_{\rm r} = 1.3$ (DOF = 3808). This $\chi_{\rm r}$ is only slightly higher than the 1.2 value found by Domiciano de Souza et al. (2012a) from the same model, but

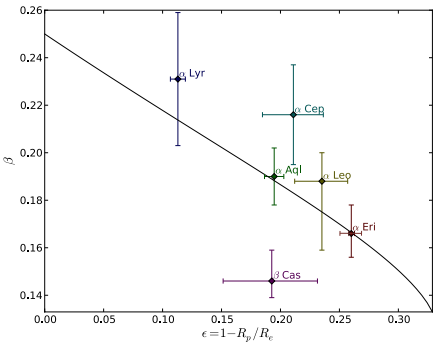


Fig. 13. Gravity-darkening coefficient β estimated from the ELR model (Espinosa Lara & Rieutord 2011) as a function of the rotation flattening ϵ compared with values measured from interferometric observations of six rapidly rotating stars (references in Sect. 5.4), Achernar (α Eri) being the flattest one. The estimate of β is obtained from a fit to the $\log T_{\rm eff}$ versus $\log g_{\rm eff}$ curves directly predicted by the ELR model, such as in Fig. 12 (right). The ELR model predictions and interferometric measurements have a good general agreement (see Sect. 5.4 for a more detailed discussion).

with a somewhat different set of parameters. Indeed, for all AMBER baselines and wavelengths considered, the absolute differences between both sets of modeled differential phases are smaller than 0.5°, which is lower than the typical uncertainties in the differential phases for these AMBER observations (median value of 0.6°).

Conversely, the photospheric model parameters derived from the AMBER differential phases (Domiciano de Souza et al. 2012a) are far from reproducing the PIONIER observations, resulting in a 10 times higher $\chi^2_{\rm r}$ (=19.2). Moreover, compared to the best-fit model determined in this work, the model from Domiciano de Souza et al. (2012a) presents a worse agreement with the photometric observations as shown in Table 7 (brighter star in particular because of the higher β and size). Thus, the CHARRON RVZ photospheric model with parameters as in Table 6 provides the best general agreement with the whole set of polarimetric, spectroscopic, photometric, and interferometric (PIONIER and AMBER) observations of Achernar considered in this work.

6. Beyond the photospheric model ?

We have shown in Sect. 3 that the interferometric data analyzed in this work are not influenced by a strong circumstellar disk or by the known binary companion. This conclusion agrees with the good quality of the fit obtained by adopting a single photospheric fast rotator RVZ model in Sect. 4. In spite of this satisfactory result, and relying on the relatively high-precision PIONIER data, we take the analysis a step farther to search for possible more subtle components in the close environment of Achernar and/or indications of small deviations from the adopted fast-rotator RVZ model. To this aim, two complementary approaches were adopted: (1) model-fitting of the RVZ model plus an additional analytical component; and (2) image reconstruction.

6.1. Photospheric physical model plus analytical component

We used the emcee code to fit a model consisting of the photospheric best-fit RVZ model determined in Sect. 4 plus an analytical 2D Gaussian ellipse. The free parameters of the 2D Gaussian ellipse and their initial range of values (initial uniform distribution of values) are

- major axis *FWHM* $a_{\rm GE}$: 0.5 mas to 20 mas
- minor-to-major-axis ratio $r_{\rm GE}$: 0.1 to 1
- position angle of the major axis $\rm PA_{GE}$: 0° to 180°
- flux ratio (relative to the stellar total flux) $F_{\rm GE}$: 0% to 10%
- horizontal (equatorial direction) shift relative to the center of the star $x_{\rm GE}$: −15 mas to 15 mas
- vertical (polar direction) shift relative to the center of the star $y_{\rm GE}$: −15 mas to 15 mas.

This approach is similar to, but more general than, the one adopted by Kervella & Domiciano de Souza (2006) since it allows to simultaneously test different faint circumstellar structures such as a faint companion or a weak polar wind or equatorial disk.

As before, the emcee algorithm explored the entire parameter space (within the above defined boundaries) using 800 walkers in a 200 steps burn-in phase and 150 steps in the final phase. Since the RVZ model already provides a good fit to the data, the parameters of the additional 2D Gaussian ellipse are not expected to be strongly constrained, leading to $\chi^2_{\rm r}$ = 1.79, which is only slightly lower than the value obtained for the RVZ model alone. Two parameters of the 2D Gaussian ellipse were nevertheless relatively well constrained: $a_{\rm GE}$ = 5.2 ± 2.4 mas and $F_{\rm GE}$ = 0.7% ± 0.1%. The fit also shows that the position of this possible additional component is roughly centered on the star, with a shift uncertainty smaller than ~5 mas for both directions ($x_{\rm GE}$ and $y_{\rm GE}$). The remaining parameters are poorly constrained by the data.

6.2. Image reconstruction

As a model-independent study of the PIONIER data we also performed an image reconstruction of Achernar using the MIRA[4] software (Thiébaut 2008). MIRA is based on an iterative process, aimed at finding the image that minimizes a joint criterion under constraints of positivity and normalization,

$$f(x) = f_{\rm data}(x) + \mu f_{\rm prior}(x), \quad (7)$$

where x are the set of image pixels, $f_{\rm data}(x)$ is the penalty function of the measurements, $f_{\rm prior}(x)$ is a term that enforces additional a priori constraints, and μ (≥0) is the hyperparameter, i.e., the weight of the priors.

The hyperparameter has to be chosen as large as possible to maximize the weight of the constraints arising from physical modeling and to ensure the convergence of the reconstruction at a minimal value of the penalty χ^2. As we have satisfying a model of the target, we used an elliptical Lorentzian a priori ($f_{\rm prior}(x)$) with (1) the same minor-axis position angle as Achernar, 216.9° (≡36.9° for a centrallysymmetrical ellipse); (2) a major-to-minor axis ratio of 1.3 corresponding to the apparent flattening; and (3) a *FWHM* = 3.2 mas in the major-axis direction, corresponding to a size slightly bigger than Achernar's angular diameter, to avoid missing possible structures close to the photosphere.

To determine the best value of the hyperparameter, we performed several (~10^3) independent reconstructions with 200 iterations and random μ values ranging from 1 to 10^9. In Fig. 14

[4] Multi-aperture image reconstruction algorithm.

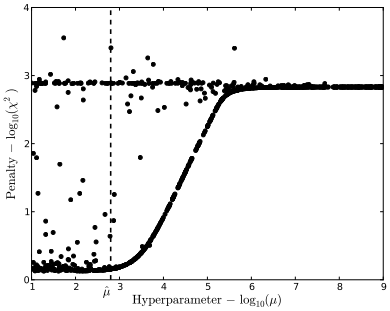


Fig. 14. Penalty factor χ^2 as a function of the hyperparameter μ for a set of reconstructed MIRA images (log scales). Based on this curve, the value $\hat{\mu}$ (=630) was chosen for the image reconstruction of Achernar.

(available electronically), we show the distribution of χ^2 for converged reconstructions as a function of μ for each reconstruction. This procedure revealed that there is a plateau of minimum χ^2(=1.4), reached for values of μ lower than $\hat{\mu} \sim 630$.

After determining the parameters of the reconstruction, we followed the procedure described by Millour et al. (2012) to create the reconstructed image of Achernar as the weighted average of several hundred converged reconstructed images,

$$\bar{I}(x) = \frac{\sum_i 1/\chi_i^2 I_i(x - \bar{x}_i)}{\sum_i 1/\chi_i^2}, \quad (8)$$

where each image i was centered on its photocenter position $\bar{x}_i$ before summation. The weight of each reconstruction is $1/\chi_i^2$, with a limit penalty value of $\chi_i^2 \leq 5$ to reject low-quality reconstructed images.

Figure 15 shows the reconstructed image of Achernar, both given by MIRA with a 0.07 mas resolution pixel (over-resolved image) and convolved by a Gaussian beam of $FWHM = 1.6$ mas (diffraction limit of the PIONIER observations). Although this diffraction limit does not provide a highly resolved image of the photosphere, it is enough to investigate the close circumstellar environment. Indeed, the reconstructed MIRA image clearly shows the presence of a compact object (stellar photosphere) without any signature of extended circumstellar component. This is more clearly seen in the right panel of Fig. 15, which shows the subtraction of the MIRA and best-fit CHARRON images, convolved by the 1.6 mas Gaussian beam. The difference between these images is at most 1.5% in modulus (relative to the total flux of the MIRA image) and below ∼0.5% almost everywhere.

Both the results from the image reconstruction and from the fit of the RVZ model plus an analytical 2D Gaussian ellipse presented in this section show that no additional component is present in the PIONIER data within ∼±1% level of intensity. This agrees well with the conclusions based on polarimetric and spectroscopic data and modeling shown in Sect. 3.

7. Conclusions

Based on ESO-VLTI interferometric observations of Achernar obtained in a normal B star phase, we derived its photospheric parameters by fitting our physical model CHARRON using a MCMC method. A best-fit photospheric model was derived from squared visibilities and phase closures recorded with the PIONIER beam combiner in the H band. This model agrees well with AMBER HR differential phase observations around the Brγ line.

The interferometric observations were complemented by spectroscopic, polarimetric, and photometric data to investigate the status of the circumstellar environment of Achernar during the VLTI observing runs, to cross-check our model-fitting results, and to set constraints on the model parameter space (photosphere and possible residual disk). In particular, polarimetry was crucial to constrain the disk density, imposing quite well-defined upper limits.

We note that our photospheric model of Achernar agrees with many observations from distinct techniques: PIONIER V^2 and CP, AMBER differential phases, V- and B-band polarimetry, Hα and Hβ line profiles, and $UBJHK$ photometry. Moreover, our results are compatible with the theoretical model of gravity darkening proposed by Espinosa Lara & Rieutord (2011, ELR model), which we also showed to be consistent with previously published results from different fast rotators over a wide range of rotational flattening (Achernar being the flattest one in the sample). Observational validation of gravity-darkening models such as the ELR model is an important step in the understanding of rapidly rotating stars since it has the great advantage of reducing the number of free parameters (β coefficient is not needed anymore). Indeed, by relying on a few input parameters and hypotheses, the ELR model reproduces five out of the six measured gravity-darkening β coefficients, which is motivating and promising for a more profound understanding of this important effect in stellar physics.

Taking advantage of the good quality and uv coverage of the PIONIER observations, we also pushed the analysis a little farther and performed an interferometric image reconstruction that did not reveal any signatures of additional circumstellar components and/or deviations from the photospheric Roche-von Zeipel (RVZ) model within a ∼±1% level of intensity. This result also agrees with a fit of an addition analytical component to the RVZ model. Although the spatial resolution of the image is rather low (spatial frequencies restricted to the first visibility lobe), this is, to our knowledge, the first reconstructed image of the photosphere of a Be star.

The results of this work thus provide the first determination of the pure photospheric parameters of a Be star in a normal B phase. The measured photospheric parameters are $R_{\rm eq}$, $V_{\rm eq}$, i, β, and $\mathrm{PA}_{\rm rot}$. Concerning Achernar specifically, these parameters can be used as a reference input photospheric model for future studies based on modeling that includes circumstellar disk and photosphere.

Acknowledgements. PIONIER is funded by the Université Joseph Fourier (UJF), the Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), the Agence Nationale pour la Recherche (ANR-06-BLAN-0421 and ANR-10-BLAN-0505), and the Institut National des Science de l'Univers (INSU PNP and PNPS). The integrated optics beam combiner is the result of a collaboration between IPAG and CEA-LETI based on CNES R&T funding. This research has made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France, of NASA Astrophysics Data System Abstract Service[5]. We also have used the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC) services `OIFits Explorer`[6], and `SearchCal`[7]. This work has made use of the computing facilities (1) of the Mésocentre SIGAMM (hosted by Observatoire de la Côte d'Azur, France), and

[5] Available at `http://cdsweb.u-strasbg.fr/`
[6] Available at `http://www.jmmc.fr/oifitsexplorer`
[7] Available at `http://www.jmmc.fr/searchcal`

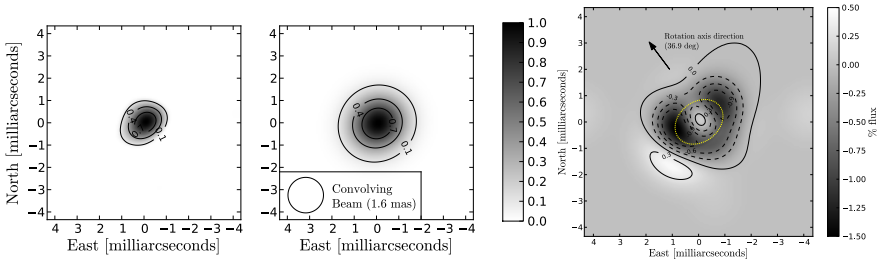


Fig. 15. *Left*: image reconstruction of Achernar obtained by applying the MIRA software to the *H* band VLTI/PIONIER observations. *Middle*: convolution of this reconstructed MIRA image convolved by a Gaussian beam of $FWHM = 1.6$ mas ($=0.61\lambda/B_{\max}$) corresponding to the diffraction limit of the PIONIER observations. *Right:* Reconstructed MIRA image minus the best-fit CHARRON image (Fig. 11 convolved by the Gaussian diffraction limit beam to mach the resolution of reconstructed image). The difference between the images is very small, <1.5% in modulus, relative to the total MIRA image flux), indicating that essentially only the photosphere of Achernar contributes to the PIONIER data, without any additional circumstellar component. The dotted ellipse approximately represents the border of the apparent photosphere of Achernar given by the best-fit CHARRON RVZ model.

(2) of the Laboratory of Astroinformatics (IAG/USP and NAT/Unicsul, Brazil), whose purchase was made possible by the Brazilian agency FAPESP (grant 2009/54006-4) and the INCT-A. We thank the CNRS-PICS (France) program 2010-2012 for supporting our Brazilian-French collaboration and the present work. We acknowledge D. Mary and D. Foreman-Mackey for their enlightening suggestions on MCMC methods and on the emcee code. We also thank E. Alecian and T. Rivinius for providing the reduced HARPS and FEROS visible spectra of Achernar.

References

Absil, O., Mennesson, B., Le Bouquin, J.-B., et al. 2009, ApJ, 704, 150
Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, A&A, 456, 789
Bordé, P., Coudé du Foresto, V., Chagnon, G., & Perrin, G. 2002, A&A, 393, 183
Carciofi, A. C., & Bjorkman, J. E. 2006, ApJ, 639, 1081
Carciofi, A. C., Magalhães, A. M., Leister, N. V., Bjorkman, J. E., & Levenhagen, R. S. 2007, ApJ, 671, L49
Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41
Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, A&A, 378, 861
Che, X., Monnier, J. D., Zhao, M., et al. 2011, ApJ, 732, 68
Code, A. D., Bless, R. C., Davis, J., & Brown, R. H. 1976, ApJ, 203, 417
Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, AJ, 117, 1864
Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, VizieR Online Data Catalog: II/246
Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E., & Abe, L. 2002, A&A, 393, 345
Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, A&A, 407, L47
Domiciano de Souza, A., Hadjara, M., Vakili, F., et al. 2012a, A&A, 545, A130
Domiciano de Souza, A., Zorec, J., & Vakili, F. 2012b, in SF2A-2012: Proc. Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, eds. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, et al. 321
Espinosa Lara, F., & Rieutord, M. 2011, A&A, 533, A43
Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, PASP, 125, 306
Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A., & Floquet, M. 2005, A&A, 440, 305
Goodman, J., & Weare, J. 2010, Commun. Appl. Math. Comput. Sci., 5, 65
Goss, K. J. F., Karoff, C., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., & Stevens, I. R. 2011, MNRAS, 411, 162
Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in SPIE Conf. Ser., 7734, 04
Hanbury Brown, R., Davis, J., & Allen, L. R. 1974, MNRAS, 167, 121
Harmanec, P. 1988, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 39, 329
Haubois, X., Carciofi, A. C., Rivinius, T., Okazaki, A. T., & Bjorkman, J. E. 2012, ApJ, 756, 156
Hog, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, VizieR Online Data Catalog: I/259
Hubeny, I., & Lanz, T. 2011, Synspec: General Spectrum Synthesis Program, astrophysics Source Code Library
Hutchings, J. B., & Stoeckley, T. R. 1977, PASP, 89, 19
Jackson, S., MacGregor, K. B., & Skumanich, A. 2004, ApJ, 606, 1196
Jaschek, M., & Egret, D. 1982, in Be Stars, eds. M. Jaschek, & H.-G. Groth, IAU Symp., 98, 261
Jerzykiewicz, M., & Molenda-Zakowicz, J. 2000, Acta Astron., 50, 369
Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, Communications of the Lunar and Planetary Laboratory, 4, 99
Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, A&A, 453, 1059
Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2007, A&A, 474, L49
Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., Bordé, P., & Di Folco, E. 2003, A&A, 408, 681
Kervella, P., Domiciano de Souza, A., & Bendjoya, P. 2008, A&A, 484, L13
Kurucz, R. L. 1979, ApJS, 40, 1
Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, in SPIE Conf. Ser., 7734
Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
Maeder, A., & Meynet, G. 2000, ARA&A, 38, 143
Magalhães, A. M., Benedetti, E., & Roland, E. H. 1984, PASP, 96, 383
Magalhães, A. M., Rodrigues, C. V., Meade, M., et al. 1996, in Polarimetry of the Interstellar Medium, eds. W. G. Roberge & D. C. B. Whittet, ASP Conf. Ser., 97, 202
Millour, F. A., Vannier, M., & Meilland, A. 2012, in SPIE Conf. Ser., 8445
Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., et al. 2007, Science, 317, 342
Monnier, J. D., Che, X., Zhao, M., et al. 2012, ApJ, 761, L3
Nazé, Y. 2009, A&A, 506, 1055
Rivinius, T., Baade, D., Townsend, R. H. D., Carciofi, A. C., & Štefl, S. 2013, A&A, 559, L4
Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, AJ, 131, 1163
Slettebak, A. 1982, ApJS, 50, 55
Thiébaut, E. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7013
Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, MNRAS, 350, 189
van Belle, G. T. 2012, A&ARv, 20, 51
van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
Vinicius, M. M. F., Zorec, J., Leister, N. V., & Levenhagen, R. S. 2006, A&A, 446, 643
von Zeipel, H. 1924, MNRAS, 84, 665
Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2005, VizieR Online Data Catalog: I/297
Zhao, M., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2009, ApJ, 701, 209

D.3 Communication à la conférence OHP

Improving the performances of current optical interferometers & future designs
Proceedings of Haute Provence Observatory Colloquium (23-27 September 2013)
Edited by L. Arnold, H. Le Coroller & J. Surdej

Off-axis nulling transfer function measurement: a first assessment

G. Dalla Vedova[1], J.-L. Menut[1], F. Millour[1], R. Petrov[1], F. Cassaing[2], W. C. Danchi[3], S. Jacquinod[4], E. Lhome[5], B. Lopez[1], J. Lozi[6], A. Marcotto[1], J. Parisot[4], J.-M. Reess[4]

[1] *Laboratoire LAGRANGE, Université de Nice-Sophia Antipolis, OCA, 06108 Nice, France,* [2] *ONERA, F-92322 Châtillon, France,* [3] *NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA,* [4] *LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon, France,* [5] *ING, Apartado de correos 321 E-38700 Santa Cruz de la Palma, Canary Islands, Spain,* [6] *The University of Arizona, 1077 N Highland, Tucson Arizona 85721, USA*

Abstract. We want to study a polychromatic inverse problem method with nulling interferometers to obtain information on the structures of the exozodiacal light. For this reason, during the first semester of 2013, thanks to the support of the consortium PERSEE, we launched a campaign of laboratory measurements with the nulling interferometric test bench PERSEE, operating with 9 spectral channels between J and K bands. Our objective is to characterise the transfer function, i.e. the map of the null as a function of wavelength for an off-axis source, the null being optimised on the central source or on the source photocenter. We were able to reach on-axis null depths better than 10^{-4}. This work is part of a broader project aiming at creating a simulator of a nulling interferometer in which typical noises of a real instrument are introduced. We present here our first results.

1. Introduction

The observation and the characterisation of dusty debris disks, extra-solar planets, and planetary systems around stars is one of the major astronomical challenge of the 21st century. Direct detection, model fitting, and ultimately imaging of these objects require instruments with very high dynamic range and high angular resolution in order to comply the combination of two major physical constraints. First, there is large

flux ratio between the star and the planet or the circumstellar disk, typically $\sim 10^{10}$ in the visible, and $\sim 10^{7}$ in the infrared. Second, the angular separation between a host star and exoplanet in the habitable zone is typically small. For example, the system Earth-Sun at maximum elongation at the distance of 10 pc has an angular separation of the order of 100 mas or 0.5 μrad which needs an interferometer with a baseline of 20 m at 10 μm.

Currently, there is a large effort to develop concepts able to detect and characterise Earth-like planets (Quirrenbach 2001). In this context, nulling interferometry could play a key role (Bracewell & MacPhie 1979). In last decades, nulling interferometry has been one of the most studied techniques (Angel & Woolf 1997; Léger et al. 1996a) and these studies led to consider two major projects named DARWIN (Léger et al. 1996b) and TPF-I (Lawson et al. 2007). The goal of these two missions is to detect Earth-like planets into the habitable region and characterise their spectra with eventually markers of the possible presence of life (Danchi et al. 2003). As these instruments are extremely demanding for technical and operational requirements, some intermediate class projects, such as PEGASE (Ollivier et al. 2009) and FKSI (Danchi & Lopez 2007) have been considered. The initial specification was to ensure the exozodiacal light with an accuracy of 1 zodi, i.e. the intensity for a system identical to the solar system, for all Darwin potential targets in order to assess Darwin observations feasibility and priority. Later, it has been understood that this type of M-class space interferometer can have remarkable possibilities to characterise the structures of protoplanetary and debris disks with various signatures of planet presence or formation. A demonstrator PERSEE, acronym of Pegase Experiment for Research and Stabilisation of Extreme Extinction, has been designed and built by a consortium led by CNES and including IAS, LESIA, ONERA, OCA and Thales Alenia Space in order to assess the potential and limits of PEGASE, and lately FKSI.

There is a growing interest in the image reconstruction from interferometric observations, due to the possibility to visualise unsuspected structures and details of the object of interest. Both in model fitting and image reconstruction, the knowledge and the characterisation of the transfer function and the covariance matrix of residuals of the interferometer are critical information, both to optimise the problem inversion and to characterise the quality of the result (Tallon-Bosc 2007; Thiébaut 2009). As a consequence, characterising the off-axis transfer function of a nulling interferometer is of prime interest.

Early in 2013, we started a measurement campaign with the aim of characterising the transfer function with a real nulling interferometer operating in 9 spectral channels in a large spectral band of the infrared. We used the PERSEE test bench to record transmission maps, sim-

ulating angularly offset sources with different ranges of baselines and tilts. We obtained a database of measured multi-wavelength transmission maps of a nulling interferometer, and are comparing it with its analytical model (section 3.).

2. Measurement campaign

Table 1.: *Optical components of PERSEE*

M1	45 deg. mirror
M4-M5	nulling periscope
M6	tip-tilt injection
M7-M8	delay line (cat's eye)
M11	FRAS mirror
M9	30 deg. mirror (MMZ)
L3-L4	separating plates (MMZ)
D2	fringe sensor dichroic
M10	off-axis parabola
I	output of MMZ corresponding to the channel A
II	output of MMZ corresponding to the channel B
III	output of MMZ corresponding to the channel D
IV	output of MMZ corresponding to the channel C

PERSEE is a fibered nulling interferometer demonstrator built with the aim to achieve a stabilised nulling ratio better than 10^{-4} in a large spectrum range between bands J and K. Lozi et al. (2013) have demonstrated that a polychromatic nulling depth of 10^{-6} with a stability of 10^{-7} could be reached over 10 hours simulating conditions of typical perturbations of a spacecraft such as PEGASE. The detailed optical layout made by Thales Alenia Space is recalled in Table 2. and in Fig.1. The bench is equipped with a fringe sensor (FS) based on the ABCD modulation technique (Shao et al. 1988) and a tip-tilt sensor (FRAS) in order to correct respectively internal OPD between the interferometer arms and tilt errors in closed loop. After the combining stage, a Modified Mach-Zehnder (MMZ) (Jacquinod et al. 2008), dichroic plates separate the various spectral channels and direct them in the appropriate detection chains. The H and K channel signals reach, via a single mode fiber, the nitrogen cooled infrared detector. On the IR camera, we have simultaneously polychromatic measurements in 9 channels from $1.65\mu m$ to 2.45 μm. In order to simulate an off-axis source, we introduced on mirrors of PERSEE (M6) a set of commands to drive a displacement in tip-tilt (α, β) and OPD δ. These tip-tilt and OPD can be associated with a simulated baseline B by the relationship

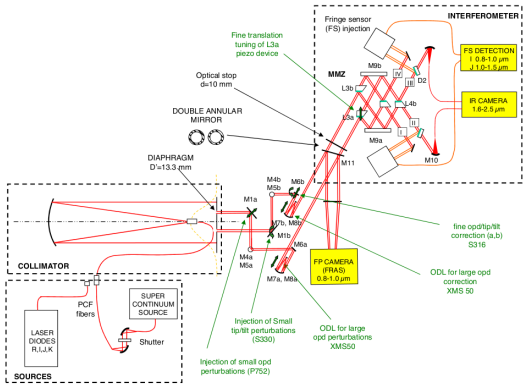


Figure 1.: *Layout scheme of the fibered nulling interferometer demonstrator PERSEE designed by Thales Alenia Space.*

$\delta = B \cdot \sin(\alpha)$, where α and β correspond to an angular position on sky relative to the optical axis of the instrument. With commands injected on mirrors M6, we scanned a near-field close to the axis within an angular separation of two Airy disk diameters, defined by the resolution of the considered pupils. We simultaneously measured the flux on the dark output of the MMZ recombiner (III output or channel D, see Table 2.), and a flux reference for the source fluctuations directly at the output of the collimator (see Fig.1). A measurement corresponds to a scan of a grid of points in the near-field off-axis with a fixed baseline and, for each position (α, β, δ), we recorded 20 frames in 0.2 seconds with the IR camera. We make α and δ proportional to each other in order to simulate the variation of the transfer function along a 2-telescope baseline. We also measured the photometry of both arms of the interferometer. We normalised the science channels with fluctuations of the source and we evaluated the photometry in both arms I_A, I_B, and the recombination of both beams of light I_D. We define the measured normalised transfer function $\bar{T}^B(\alpha, \beta)$ (Eq.1), and the theoretical transfer function of PERSEE, given in Hénault et al. (2011).

$$\bar{T}^B_{\rm meas}(\alpha, \beta) = \frac{I_D(\alpha, \beta, \delta)}{I_A(\alpha, \beta, \delta) + I_B(\alpha, \beta, \delta) + 2\sqrt{I_A(\alpha, \beta, \delta) I_B(\alpha, \beta, \delta)}} \quad (1)$$

$$T^B_{\text{theor}}(\alpha,\beta) = |\sin(\alpha B/\lambda)\cdot[\hat{B}_D(\alpha,\beta)\otimes G(\alpha,\beta)]|^2 \quad (2)$$

Where $\hat{B}_D(\alpha,\beta)$ is the complex amplitude generated by an individual sub-aperture and being back-projected onto the sky. For unobstructed pupils as in PERSEE, it is equal to $2J_1(\rho)/\rho$ where $\rho = \pi D/\lambda$, and J_1 is the Bessel function at the first order. $G(\alpha,\beta)$ is the fundamental mode of the exit filtering waveguide, after being projected back on-sky. It can be approximated by a gaussian function. Once we obtain the measured transfer function, we can compare it with the normalised theoretical one $\bar{T}^B_{\text{theor}}(\alpha,\beta) = N\cdot T^B_{\text{theor}}(\alpha,\beta)$, where $N = [\hat{B}_D(\alpha,\beta)\otimes G(\alpha,\beta)]^{-1}$ is the normalisation term.

3. Results

We present preliminary results for the measure with internal tip-tilt from -36 to 36 arcseconds with a maximal OPD of 3.5 μm. The two apertures of PERSEE have a diameter of 13 mm and are separated by a baseline of 50 mm. It corresponds to a near-field off-axis on the order of $\simeq$ 1.4 Airy disk radius and a ratio of baseline to diameter of pupils equal to $B/D = 3.2$ that gives $\sim$ 7 fringes in an Airy disk region. For example, if we consider two apertures with a diameter of 10 cm the baseline is equal to 32 cm. Using Eq.1 we produced the map transfer function and its associated variance map shown for the channel $\lambda = 2.45\ \mu m$ respectively in Fig.2 and Fig.3. Fig.4 shows the theoretical transfer function obtained using Eq.2. The difference between measured and theoretical transfer function is shown in Fig.5. Both theoretical and subtracted maps are obtained for the channel $\lambda = 2.45\ \mu m$. We see that the measured and modeled maps are fairly similar but with a difference that is larger than the standard deviation. The next step is to tune the model with a simple number of perturbation to obtain a good match with the measures. The value of the best null measured is on the order of magnitude of 10^{-4}. This value is considered deep enough to detect the zodiacal light with an accuracy of 1 zodi, comparable with the request for the PEGASE mission (Defrère et al. 2008). We hope that this null of 10^{-4} is sufficient for a comprehensive analysis of the statistic of the transfer function $\bar{T}^B_{\text{meas}}(\alpha,\beta)$. Note that the irregular region in the center of the left side of the measured transfer function has been caused by a sudden slight pressure change in the white room occurred during the measurements, due to the opening of the entrance door.

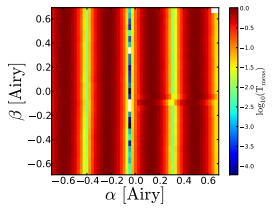


Figure 2.: *measured normalised transfer function* $\bar{T}^B_{\rm meas}(\alpha,\beta)$ *for* $\lambda = 2.45\ \mu m$.

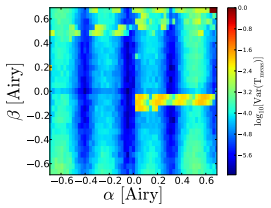


Figure 3.: *variance of the measured normalised transfer function.*

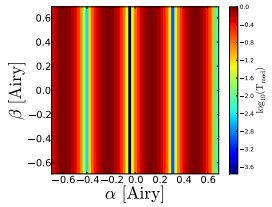


Figure 4.: *theoretical normalised transfer function* $\bar{T}^B_{\rm theor}(\alpha,\beta)$, *for* $\lambda = 2.45\ \mu m$.

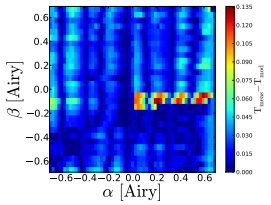


Figure 5.: *map of the subtraction between measured and theoretical transfer function.*

4. Conclusions and perspectives

Using the PERSEE test bench, we collected data for a detailed characterisation of the polychromatic transfer function $\bar{T}_B(\alpha, \beta)$ for a realistic fibered nulling interferometer and study its statistics in time and space. We presented preliminary results obtained for the measure with the ratio $B/D = 3.23$. The value of the best null is on the order of 10^{-4}. If the transfer function is perfectly known, calibrated and stable, the performances of the model fitting or image reconstruction will be limited only by fundamental noises.

The precision and the stability of the transfer function for a nulling interferometer is the main limiting factor for the dynamic range that can be obtained for the investigated structures. Our goal is to analyse the variances and the covariances in time and between channels to evaluate the additional instrumental noise and hence the realistic limits of the approach. This is the starting point for a detailed characterisation of the nulling performances, especially for image reconstruction with an hyper-spectral approach and model fitting of very high-dynamic range scenes such as a star plus an exoplanet, or a star plus a debris disk with gaps.

Acknowledgements. The authors would like to thank the following people for the technical help, e-mail exchanges and remarks give during and after the work on the bench: T. Buey[1], J.-M. Le Duigou[2], J. Montri[3], A. Sevin[1].

[1] LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon, France, [2] CNES, 18 Av. E. Belin 31401 Toulouse Cedex 9, France, [3] ONERA, F-92322 Châtillon, France, [3] NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

References

Angel, J. R. P., & Woolf, N. J. 1997, ApJ, 475, 373
Bracewell, R. N., & MacPhie, R. H. 1979, Icarus, 38, 136
Danchi, W. C. et al. 2003, ApJ, 597, 57
Danchi, W. C. & Lopez, B. 2007, Comptes Rendus Physique, 8, 396
Defrère, D. et al. 2008, A&A, 490, 435
Hénault, F. et al. 2011, Proc. SPIE, 8151, 81510A
Jacquinod, S. et al. 2008, Proc. SPIE, 7013, 70131T
Lawson, P. R. et al. 2007, NASA STI/Recon Technical Report N, 8, 14326
Léger, A. et al. 1996a, Icarus, 123, 249
Léger, A. et al. 1996b, Ap&SS, 241, 135
Lozi, J. et al. 2013, American Astronomical Society Meeting, 221, 328.03

Ollivier, M. et al. 2009, Experimental Astronomy, 23, 403
Quirrenbach, A. 2001, ARA&A, 39, 353
Shao, M. et al. 1988, A&A, 193, 357
Tallon-Bosc, I. et al. 2007, New Astronomy Review, 51, 697
Thiébaut, E. 2009, New Astronomy Review, 53, 312

D.4 Communication à la conférence SPIE

Comparison between nulling and standard interferometry: a first assessment

G. Dalla Vedova[a], R. Petrov[a] and F. Millour[a]

[a]Laboratoire Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur, 06304 Nice, France

ABSTRACT

Imaging accurate and high dynamics structures in exoplanetary systems, debris and protoplanetary disks is a key to understand the formation of extra-solar planets and discuss the probability of the existence of earth like planets. Hyperspectral imaging and model fitting are intended to use all spectro-interferometric information, such as the differential phase, visibility and null as a function of wavelength, to boost the inversion stability and accuracy and relax the level of instrumental specifications. Here we introduce the general formalism, the transfer function between the source and the measures, the main fundamental noises sources and the general inverse problem formalism.

Keywords: Image reconstruction, interferometry, nulling interferometry, inverse problem, FKSI

1. INTRODUCTION

The observation and the characterisation of planets and debris disks around nearby stars present two major constraints. First, the small angular separation, and second the high contrast between the principal source and its environment. At the end of the seventies, in order to overcome both of these difficulties, Bracewell proposed an interferometric technique called Nulling.[1] This method consists to combine the light collected by two or more telescopes in destructive interference mode. In this way, the contribution of the star on-axis is eliminated, or strongly reduced, allowing the stellar environment to be detected with less photon noise.

However, the detection of circumstellar environments similar to our zodiacal light (taken as one zodi unit of flux) is feasible only from an undisturbed interferometer, i.e. from space and requires dedicated space missions such as PEGASE[2] or FKSI.[3] Interferometry does not directly lead to the creation of one image of the astrophysical scenario but permits to measure some interferometric observables which allow to estimate the set of parameters that describe the observed object. Inferring characteristics and reconstruct the image of the object from observables is a delicate inverse problem with a not unique solution.

Our goal is to develop a polychromatic inverse problem method with nulling interferometers in order to obtain information on the structures of the exozodiacal light and planetary systems around nearby stars. For this purpose, we realised a simulation of an observation with interferometer rotating around their axis measuring the modulation of the visibility and null ratio respectively in classical and nulling modes injecting photon and detector noises.

2. MODEL

We consider a model composed by two non-extended sources, star plus planet, described in first approximation by a continuous spectrum of black-body and a given flux ratio between them.

$$O_\lambda(\boldsymbol{\alpha}) = F(\lambda, T_0) \cdot [\delta(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_0}) + p(\lambda)\delta(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_1})] \tag{1}$$

where $O_\lambda(\boldsymbol{\alpha})$ is the brightness distribution, $F(\lambda, T_i)$ are the spectral radiances described by the Plank's law and $p(\lambda)$ is the flux ratio (Eq.2) dimensioned by the coefficients η_i related to the magnitude of the sources and the transmission of the instrument. $\boldsymbol{\alpha}$ is the angular coordinates in the image plane and the index i is 0 and 1 respectively for the star and the planet.

$$F(\lambda, T_i) = \eta_i \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5}\Big(\exp\Big(\frac{hc}{\lambda k_B T_i}\Big) - 1\Big)^{-1}, \quad p(\lambda) = \frac{F(\lambda, T_1)}{F(\lambda, T_0)} \tag{2}$$

We center the axis of the interferometer to the photocenter of the object for a specific tracking wavelength λ_T. In this case, the angular coordinates of the star and the planet are respectively $\boldsymbol{\alpha_0} = (-p(\lambda_T)/1 + p(\lambda_T)) \cdot \boldsymbol{\vartheta}$ and $\boldsymbol{\alpha_1} = (1/1 + p(\lambda_T)) \cdot \boldsymbol{\vartheta}$, where $\boldsymbol{\vartheta}$ is the angular separation between the star and the planet.

We also define a telescopes function for a given wavelength λ in both classical $T^c_\lambda(\boldsymbol{u})$ and nulling $T^n_\lambda(\boldsymbol{u})$ modes, where $\Pi(\boldsymbol{u})$ is the pupil function described in the pupil plane in spatial frequency coordinates $\boldsymbol{u}$. In the nulling case, we add an achromatic phase shift of $\pm\pi/2$ on both pupils in order to obtain the destructive interference on the axis of the interferometer.

$$T^c_\lambda(\boldsymbol{u}) = \Pi(\boldsymbol{u}) * [\delta(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{B}/2\lambda) + \delta(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}/2\lambda)] \tag{3a}$$

$$T^n_\lambda(\boldsymbol{u}) = \Pi(\boldsymbol{u}) * [\delta(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{B}/2\lambda)e^{-i\pi/2} + \delta(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}/2\lambda)e^{+i\pi/2}] \tag{3b}$$

From Eq.3, we can easily derive the optical transfer function $\mathrm{OTF}_\lambda(\boldsymbol{u})$ and the point spread function $\mathrm{PSF}_\lambda(\boldsymbol{\alpha})$ in both cases. Sign + is for the classic mode and sign − is for the nulling mode.

$$\mathrm{OTF}_\lambda(\boldsymbol{u}) = 2\Big(\Pi(\boldsymbol{u}) * \Pi(\boldsymbol{u})\Big) * \Big[\pm \frac{1}{2}\delta(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{B}/\lambda) + \delta(\boldsymbol{0}) \pm \frac{1}{2}\delta(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}/\lambda)\Big] \tag{4}$$

$$\mathrm{PSF}_\lambda(\boldsymbol{\alpha}) = 2|\mathcal{F}(\Pi)(\boldsymbol{\alpha})|^2 \cdot [1 \pm \cos(2\pi\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{B}/\lambda)] \tag{5}$$

Using the known convolution relationship between object and the impulse response of the instrument $I_\lambda(\boldsymbol{\alpha}) = (O_\lambda * \mathrm{PSF}_\lambda)(\boldsymbol{\alpha})$, we can find the expression of the intensity measured on the detector and its Fourier transform.

$$\begin{aligned} I_\lambda(\boldsymbol{\alpha}) = F(\lambda, T_0)\Big[&\mathcal{A}(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_0})(1 \pm \cos(2\pi(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_0}) \cdot \boldsymbol{B}/\lambda)) \\ &+ p(\lambda)\mathcal{A}(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_1})(1 \pm \cos(2\pi(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha_1}) \cdot \boldsymbol{B}/\lambda))\Big] \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} \hat{I}_\lambda(\boldsymbol{u}) =& F(\lambda, T_0)\Big[1 + p(\lambda)e^{i2\pi\boldsymbol{\vartheta} \cdot \boldsymbol{u}}\Big] e^{i2\pi[-\frac{p(\lambda)}{1+p(\lambda)}\boldsymbol{\vartheta} \cdot \boldsymbol{u}]} \\ &\cdot 2\Big(\Pi(\boldsymbol{u}) * \Pi(\boldsymbol{u})\Big) * \Big[\pm \frac{1}{2}\delta(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{B}/\lambda) + \delta(\boldsymbol{0}) \pm \frac{1}{2}\delta(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{B}/\lambda)\Big] \end{aligned} \tag{7}$$

where $\mathcal{A}(\boldsymbol{\alpha}) \equiv 2|\mathcal{F}(\Pi)(\boldsymbol{\alpha})|^2$ is the Airy disk produced by a circular pupil.

We define visibility V_λ and null ratio N_λ of the model, and from previous equations, we deduce them as function of the parameters that characterise the object.

$$V_\lambda := \mod\left(\frac{2\hat{I}_\lambda(\boldsymbol{u})|_{\boldsymbol{u}=\boldsymbol{B}/\lambda}}{\hat{I}_\lambda(\boldsymbol{u})|_{\boldsymbol{u}=\boldsymbol{0}}}\right) = \frac{\mod\left(\sum_i F(\lambda, T_i)e^{-i2\pi\boldsymbol{\alpha_i} \cdot \boldsymbol{B}/\lambda}\right)}{\sum_i F(\lambda, T_i)} \tag{8a}$$

$$N_\lambda := \frac{I_\lambda(\boldsymbol{\alpha})|_{\boldsymbol{\alpha}=\boldsymbol{0}}}{2\hat{I}_\lambda(\boldsymbol{u})|_{\boldsymbol{u}=\boldsymbol{0}}} = \frac{\sum_i F(\lambda, T_i)\mathcal{A}(\boldsymbol{\alpha_i})(1 - \cos(2\pi\boldsymbol{\alpha_i} \cdot \boldsymbol{B}/\lambda))}{2\sum_i F(\lambda, T_i)} \tag{8b}$$

3. SIMULATION

We simulate an observation with a spatial interferometer such as FKSI in a wavelength range between 3μm and 8μm. We consider two apertures with a diameter equal to 0.5 m and a baseline equal to 12.5 m. The conceptual experiment that we propose aims to measure the visibility and the null ratio respectively with a classic and nulling spatial interferometer which are rotating around their axis pointed at the photocenter of the object.

Fig.1 shows the theoretical PSF of FKSI at 3μm, and on the right side, a zoom to the central part with three cases of planets at different angular distances to the star, 25, 37, and 50 milliarcseconds that corresponds respectively to 1/2, 3/4, and 1 interfrange. We consider the easiest case in which the intensity measured on the detector is noised only by fondamental photons n_p and detector n_d noises, where their average values are equal to zero $\langle n_p(\boldsymbol{\alpha})\rangle = \langle n_d(\boldsymbol{\alpha})\rangle = 0$ and their variances are $\mathrm{Var}(n_p(\boldsymbol{\alpha})) = I(\boldsymbol{\alpha})$ and $\mathrm{Var}(n_d(\boldsymbol{\alpha})) = \sigma_d^2$.

$$I'_\lambda(\boldsymbol{\alpha}) = (I_a + I_b)[1 \pm V_\lambda cos(2\pi\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{B}/\lambda)] + n_d + n_p \tag{9}$$

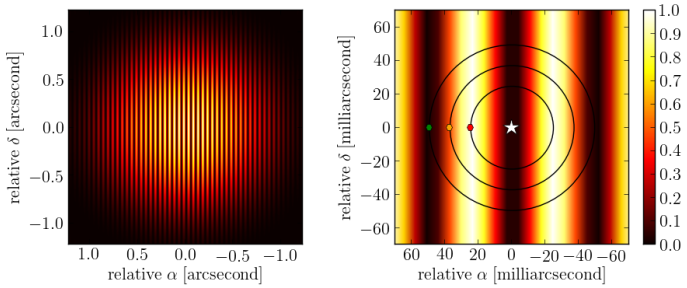


Figure 1. Left: theoretical PSF of FKSI at 3μm. Right: zoom to the central part with three cases of planets at different angular distances to the star, 25 (red), 37 (yellow), and 50 milliarcseconds (green).

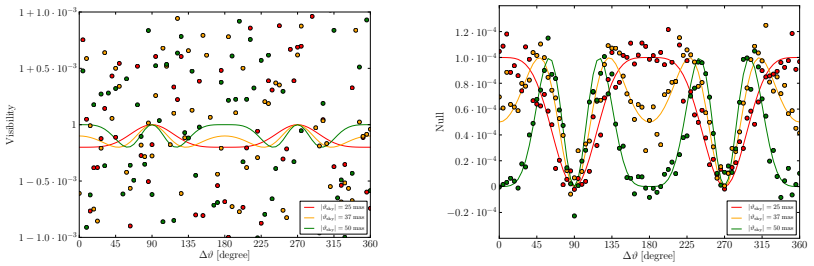


Figure 2. Visibility (left) and null ratio (right) of the model. Points are simulated measurements with both photons and detector noise terms. We present three cases of planets at different angular distances to the star, 25 (red), 37 (yellow), and 50 milliarcseconds (green) according to Fig.1.

Where I_a and I_b are the photometries measured on both arms. From the definition of the visibility and null ratio (Eq.8a and Eq.8b) we can estimate their variances using the known relation $\mathrm{Var}(x) = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$.

$$\sigma_N^2 = \frac{N + \sigma_d^2}{(I_a + I_b)^2}, \quad \sigma_V^2 = \frac{V + p\sigma_d^2}{(I_a + I_b)^2} \tag{10}$$

where p is the number of pixel of the detector use to sample one fringe. Fig.2 shows the visibility and the null ratio of the model. Points represent simulated measurements with the noise terms, where the read noise is equal to 8 photons such as FKSI. We assume a flux ratio at 3μm equal to 10^{-4} and an apparent magnitude of the object of 5 mag that corresponds to a photons flux of the order of 10^6 per an integration time of 10^2 seconds per pixel. According to Fig.1, we consider three cases respectively with $\vartheta = 25, 37$ and 50 mas.

In order to compare the measures with the model, we define a cost function χ^2 and we explore the parameter space of the model.

$$\chi^2_{\mathrm{null}}(p(\lambda, \vartheta)) = \frac{\sum_{\{\Delta\vartheta\}} (1/\sigma_N^2) \cdot |N(p(\lambda, \vartheta)) - N'(p(\lambda), \vartheta)|^2}{\sum_{\{\Delta\vartheta\}} 1/\sigma_N^2}$$
$$\chi^2_{\mathrm{vis}}(p(\lambda, \vartheta)) = \frac{\sum_{\{\Delta\vartheta\}} (1/\sigma_V^2) \cdot |V(p(\lambda, \vartheta)) - V'(p(\lambda), \vartheta)|^2}{\sum_{\{\Delta\vartheta\}} 1/\sigma_V^2} \tag{11}$$

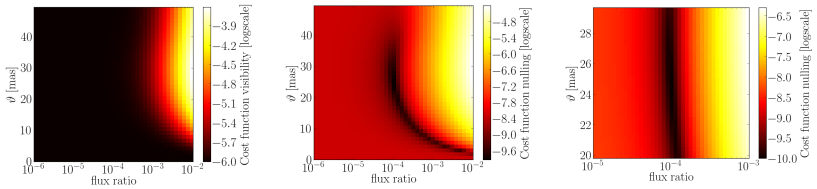


Figure 3. Cost function map χ^2 for the visibility (left) and the null ratio (center). On the right, a zoom of the central part of the null cost function. The minimum of the null cost function corresponds to correct parameters of the model (Source model: $p(\lambda) = 10^{-4}$, $\vartheta = 25$ mas).

where we set the number of pixel of the detector per fringe $p = 4$ according to the Shannon theorem. Fig.3 presents χ^2 maps for both visibility (left) and null (center), assuming an angular separation of 25 mas. It is evident that in the null case, there is a region of minima that includes the parameters of the chosen model. The right picture of Fig.3 shows a zoom of the central part of the null cost function. The minimum is in the order of 10^{-10} and corresponds to the correct parameters of the model, i.e. $\vartheta = 25$ mas and $p(\lambda) = 10^{-4}$.

4. SUMMARY AND PERSPECTIVES

Here we presented preliminary results and considerations on the general formalism, the transfer function between the source and the measures, and the inverse problem summarised in the diagram block in Fig.4. We aim to constraint the parameters which describe the model of the investigated object using measures with a spatial interferometer rotating around its axis. First, we define a simple source model, star and planet, characterised by a given flux ratio and an angular separation. Second, we introduced a basic description of the interferometer in both classic and nulling modes. Using this simplified models we deduced the theoretical signature of the object parameters on the modulation of the measures. We produced artificial measures affected by photons and detector noises and explored the parameters space of the χ^2 cost function which presents a region of minima in the nulling case.

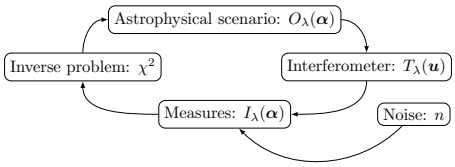


Figure 4. Diagram block illustrative of the problem. From an astrophysical scenario and an interferometer, simulate measures affected by noise and inverse the problem, i.e. constraint parameters of the object from the measures.

This work is a starting point for a further work in which we will consider more complex object including debris disks.

REFERENCES

[1] Bracewell, R. N. and MacPhie, R. H., "Searching for nonsolar planets," **38**, 136–147 (Apr. 1979).

[2] Ollivier, M., Absil, O., Allard, F., Berger, J.-P., Bordé, P., Cassaing, F., Chazelas, B., Chelli, A., Chesneau, O., Coudé du Foresto, V., Defrère, D., Duchon, P., Gabor, P., Gay, J., Herwats, E., Jacquinod, S., Kern, P., Kervella, P., Le Duigou, J.-M., Léger, A., Lopez, B., Malbet, F., Mourard, D., Pelat, D., Perrin, G., Rabbia, Y., Rouan, D., Reiss, J.-M., Rousset, G., Selsis, F., Stee, P., and Surdej, J., "PEGASE, an infrared

interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars," *Experimental Astronomy* **23**, 403–434 (Mar. 2009).

[3] Danchi, W. C., Allen, R. J., Benford, D. J., Deming, D., Gezari, D. Y., Kuchner, M., Leisawitz, D. T., Linfield, R., Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Mumma, M., Mundy, L. G., Noecker, C., Rajagopal, J., Seager, S., and Traub, W. A., "The Fourier-Kelvin Stellar Interferometer," in [*Earths: DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*], Fridlund, M., Henning, T., and Lacoste, H., eds., *ESA Special Publication* **539**, 83–90 (Oct. 2003).

Annexe E

Les sigles et les acronymes

ESO	European Southern Observatory
CNES	Centre National d'Études Spatiales
OCA	Observatoire de la Côte d'Azur
TAS	Thales Alenia Space
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales
LESIA	Laboratoire d'Études Spatiales et d"instrumentation en Astrophysique
JMMC	Jean-Marie Mariotti Center

Tableau E.1 – Sigles et acronymes d'institutions et laboratoires.

PFI	Planet Formation Imager
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer
NACO (VLT)	Nasmyth Adaptive Optics System
UTs (VLT)	Unit Telescopes
ATs (VLT)	Auxiliary Telescopes
MIDI (VLTI)	MID-infrared Interferometric instrument
AMBER (VLTI)	Astronomical Multi-BEam combineR
PIONIER (VLTI)	Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
MATISSE (VLTI)	Multi-AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment
GRAVITY (VLTI)	General Relativity Analysis via Vlt InTerferometrY
HST	Hubble Space Telescope
WFPC2 (HST)	Wide Field and Planetary Camera

STIS (HST)	Space Telescope Imaging Spectrograph
FOC (HST)	Faint Object Camera
PERSEE	Pegase Experiment for Research and Stabilisation of Extreme Extinctions
APS	Achromatic Phase Shifter
LAR	Lignes À Retard
FRAS	Senseur de tip-tilt
SF	Suiveur de Franges

Tableau E.2 – Sigles et acronymes de projets, d'observatoires et d'instruments.

AU	Astronomical Unit
pc	parsec
OLBI	Optical Long Baseline Interferometry
NIR	Near Infrared
MIR	Medium Infrared
FIR	Far Infrared
PSF	Point Spread Function
OTF	Optical Transfer Function
FWHM	Full width at half maximum
SNR	Signal to Noise Ratio
LBV	Luminous Blue Variable
H (η Car)	Homunculus nebula
LH (η Car)	Little Homunculus nebula
WWC	Wind-Wind Collision
CSE	CircumStellar Envelope

Tableau E.3 – Abréviations techniques et scientifiques utilisées.

Table des figures

2.1 Taille des lunettes et des télescopes en fonction de l'année de construction. Crédits J. Lozi 11

2.2 Illustration originale de Thomas Young de l'expérience des deux fentes. 13

2.3 Schéma de propagation des ondes lumineuses à travers l'interféromètre. Les plans S, T, D représentent respectivement le plan de la source, des ouvertures et du détecteur où se forment les franges d'interférence. 16

2.4 Figure de franges produite par un interféromètre illustrant le principe de la cohérence chromatique de la lumière. En abscisse la position angulaire β sur le plan du détecteur et en ordonnée l'intensité théorique $\mathcal{I}(\beta)$. En haut, l'interférogramme mesuré. Au milieu, les différentes composantes du rayonnement caractérisées par la longueur d'onde moyenne λ et la largeur spectrale $\Delta\lambda$. En bas, un agrandissement du graphe du milieu. B et L_C sont respectivement, la distance entre les deux pupilles et la longueur de cohérence. 18

2.5 Représentation de la relation objet-image. Les images présentées sont des interférogrammes en deux dimensions obtenus comme convolution entre l'objet et la PSF relative à la fonction d'ouverture considérée. Les objets sont sur la ligne en haut et les fonctions d'ouverture se trouvent sur la colonne de gauche. 20

2.6 À gauche, schéma recombinaison coaxiale : nous alignons les deux faisceaux pour les recombiner sur le même axe à l'aide de lames séparatrices et réfléchissantes. Cela produit une figure, appelée teinte plate, illuminée de façon homogène. En faisant varier temporellement le chemin optique de l'un des deux faisceaux, il est possible de scanner l'interférogramme ayant ainsi accès aux mesures de visibilité. À droite, schéma de recombinaison multiaxiale : dans ce cas, les franges sont générées par un montage trous d'Young et sont observables directement sur le détecteur. 24

2.7 Rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues N_o/N_i en fonction du nombre de télescopes n_t de l'interféromètre (voir aussi le Tab. 2.3.) 26

2.8 Couverture (u, v) pour un ensemble de mesures à 2 et à 10 télescopes. La colonne de gauche, montre les points (u, v) simples, la colonne du milieu, les points simples avec l'effet de la super-synthèse, et la colonne de droite, l'effet de la supersynthèse et de l'étalement spectrale combinés. 28

2.9 Schéma de l'interféromètre en frange noire de Bracewell. Un déphasage de π est introduit entre les voies interférométriques de façon à obtenir une interférence destructive sur l'axe. . . 30

2.10 Nombre d'exoplanètes confirmées, en fonction de l'année de publication du papier de référence. Crédit : exoplanets.org (Han et al., 2014). 32

2.11 Spectre d'un système Solaire tel que le nôtre placé à la distance de 10 pc d'un l'observateur (Kasting et al., 2009). . . . 32

2.12 Image dans le continu à 1.29 mm de HL Tau réalisé à partir de données collectées avec ALMA. Crédits : Dipierro et al. (2015). 33

2.13 Exemple d'un interférogramme avec l'indication des points utilisés pour mesurer le module visibilité. 36

2.14 Illustration de photocentre mesuré à partir de données de phase différentielle chevauchant une raie spectrale. En haut à gauche, la trajectoire du photocentre dans la raie (départ sur l'origine des axes, puis la boucle en haut à droite, ensuite la boucle en bas à gauche, reviens sur l'origine des axes). Les coordonnées en (x, y) sont indiqué dans le graphe en haut à droite. Les phases différentielles associées à ces 4 bases projetées, indiquées dans le premier quadrant, sont tracées en bas. 42

2.15 Carte du monde avec l'emplacement des observatoires interférométriques à longue base en optique et en infrarouge en service en 2016 : (a) VLTI, (b) CHARA, (c) ISI, (d) NPOI, (e) SUSI, (f) COAST (g) Keck Interferometer. Credits : (a) ESO, (b) Eric Simison, (c) David Hale, (d) noao, (e) University of Sydney, (f) coast (g) NASA. 43

3.1 Schéma des problèmes direct et inverse. 50

4.1 PSF de l'interféromètre considéré en configuration nulling (diamètre des pupilles égal à 0.5 m, et base égale à 12.5 m). À droite, un agrandissement de la région centrale de la PSF avec la position de l'étoile, en blanc, et la position de la planète pendant l'observation, respectivement à 25 mas en rouge, à 37 mas en jaune, et à 50 mas en vert. Les traits noirs représentent les trajectoires apparentes des planètes par rapport à la PSF de l'interféromètre qui tourne autour de son axe optique. 64

4.2 Visibilité en fonction de l'orientation de l'interféromètre. La ligne continue représente le modèle. Les points représentent des réalisations de mesures. Les trois cas considérés : en rouge 25 mas, en jaune 37 mas, et en vert 50 mas. 65

4.3 Taux de nulling en fonction de l'orientation de l'interféromètre. La ligne continue représente le modèle. Les points représentent des réalisations de mesures. Les trois cas considérés : en rouge 25 mas, en jaune 37 mas, et en vert 50 mas. . 66

4.4 Cartes χ^2 de la visibilité et du taux d'extinction. Dans le cas classique, la modulation de visibilité est noyé dans le bruit. Dans le cas nulling, la carte de χ^2 montre une région de minimum global qui correspond aux paramètres du modèle ($\vartheta = 25$ mas et $p(\lambda) = 10^{-4}$) à 3 μm. 66

4.5 Carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire monochromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée. 70

4.6 Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée. 71

4.7 Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont la pente et la séparation angulaire. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée. 72

4.8 Coupe de la carte de χ^2 pour un interféromètre en frange noire polychromatique en fonction du nombre de photons collectés par l'instrument. Les paramètres montrés sont le rapport de flux et la pente. La croix rouge, indique la position du minimum de la carte de $\chi 2$ et la barre d'erreur associée. 73

4.9 Comparaison entre les estimateurs du taux d'extinction en fonction du paramètre de déséquilibre photométrique, n' en couleur, et n'' en rouge. La ligne noire horizontale indique la valeur du taux de nulling théorique. Le flux photométrique total est de 1×10^7 photons. (a) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-6}. (b) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-5}. (c) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-4}. (d) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-3}. (e) Cas avec taux d'extinction théorique égal à 1×10^{-2}. (f) Taux d'extinction résiduel, c'est-à-dire, différence entre le taux d'extinction théorique et le celui estimé divisé par l'erreur. 76

5.1 Schéma du banc optique PERSEE (image produite par Thalès Alenia Space). 81

5.2 Photos du banc optique PERSEE (crédits LESIA). (a) Banc source (b) Banc principal (c) Banc acquisition. 82

5.3 Photos du banc optique PERSEE (crédits LESIA). (a) Collimateur (b) Periscopes (c) Miroirs M6 (d) Lignes à retard (e) Recombineur MMZ. 83

5.4 Schéma du recombineur MMZ. Crédits : Jacquinod (2010) . 85

5.5 Image du signal détecté par la caméra infrarouge. Le détecteur de la caméra contient 20×20 pixels. Les deux voies sont dispersées sur deux régions de 9×2 pixel du détecteur. Les contours en jaune et en rose indiquent respectivement, les régions du capteur qui mesurent la voie de référence et la voie scientifique. Les autres points *chauds* sont des pixels défectueux de la caméra. 86

5.6 Interface graphique du logiciel *LOZITRON* qui commande le banc PERSEE. Les contours colorés indiquent les différentes parties du logiciel. Crédits : J. Lozi) 87

5.7 À gauche, un exemple de teinte plate visualisé avec une caméra durant le réglage des miroirs M6 où il est possible de voir des franges de coin d'air. À droite, le même exemple, sans franges de coin d'air. 89
5.8 En haut, flux mesuré par les détecteurs du suiveur de franges en bande I et J. Au milieu, spectres mesurés sur les différentes sorties du MMZ. En bas, OPD estimée dans les bandes I et J en fonction de l'OPD injectée théoriquement. À gauche, des figures de référence d'archives de mesure prise quand le banc était en parfait état de marche. À droite, les mesures que nous avons prises en décembre 2012. 91
5.9 Carte de l'injection dans les fibres en sortie du MMZ en fonction de la position des miroirs M6 : en haut, une mesure enregistrée lors de notre premier séjour à Meudon, en bas, une mesure de référence d'archives montrant une calibration réussite. 92
5.10 Flux transmit par les fibres verre fluoré en fonction du canal spectral. 93
5.11 Image de la mesure sur le détecteur. À gauche, une mesure avant le réaménagement des fibres optique verre fluoré. À droite, une mesure après le réaménagement. Le contour jaune indique la région de 9×2 pixels du détecteur dédié à la voie de référence. 93
5.12 Signal mesuré avant (en blues) et après (en vert) la substitution de la carte CAN de conversion analogique-numérique. . 94
5.13 Image du recombineur MMZ avec le détail de la lame L3a et du moteur piézo-électrique qui permet de régler finement la position de la lame elle-même. Crédits : S. Jacquinod. 95
5.14 Première mesure du taux d'extinction. Le graphique montre le taux d'extinction en fonction de la modulation temporelle de l'OPD injecté. Les couleurs indiquent les différents canaux spectraux. 96
5.15 Flux en J pour chaque entrée du suiveur de frange. À gauche et à droite, le flux mesuré, respectivement avant et après l'opération de recentrage des images sur le FRAS. 96
5.16 Taux d'extinction mesuré en fonction de la longueur d'onde. 97
5.17 Carte de l'injection en fonction de la position des miroirs M6 et de la bande spectrale. Ce graphique est produit lors de la calibration de l'injection. Cette figure peut être comparée à la Fig. 5.9 qui montre la carte de l'injection d'une mesure enregistrée au début de nos missions et celle d'une mesure de référence d'archives. 97

5.18 Photo du collimateur. La fibre de l'injection de la source sur le banc principal et la fibre qui transfère le flux de référence sont indiquées spécifiquement. 99

5.19 Exemple de fichier de commande du suiveur de franges et du senseur de tip-tilt. Le cas présenté est un balayage du champ hors axe un partant d'une source en bas à droite se déplacent jusqu'en haut à gauche suivant le parcours en zigzag. (a) Amplitude de la commande pour le tip-tilt (b) Amplitude de la commande pour l'OPD. (c) Schéma explicatif du balayage du champ hors axe. 100

5.20 Commandes d'OPD et tip-tilt envoyées aux miroirs M6 pour scanner le champ hors axe pour chaque quadrant dans le cas des mesures avec OPD maximal égal 3.5 μm et un tip-tilt maximal égal à 36 as. En haut, la projection des commande sur le plan du ciel. 104

5.21 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 105

5.22 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. . 106

5.23 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 107

5.24 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. . 108

5.25 Mesure du taux d'extinction en fonction de la position et du canal spectral. 109

6.1 Schéma explicatif de notre méthode de recherche de l'hyper-paramètre. Chaque point représente une reconstruction différente. La ligne en continu représente la valeur de χ^2 minimale, et la ligne pointillée la valeur maximale de la distribution bimodale pour chaque μ. La valeur de l'hyper-paramètre optimale μ_{opt} correspond à la plus grande valeur de μ que nous pouvons prendre afin d'avoir une reconstruction avec le plus petit χ^2 possible. Les panneaux en haut, présentent des exemples d'images reconstruites : (A), (B) et (C) sont des images qui convergent vers les valeurs minimales de χ^2, et (D) et (E) sont des images qui convergent vers la valeur maximale de χ^2. 115

6.2 Exemple d'images reconstruites en utilisant l'approche BFMC. En haut, 4 images parmi l'ensemble des 500 images reconstruites, et en bas, l'image moyenne (moyenne arithmétique) et la carte d'erreur associée. 118

6.3 Schéma explicatif de la méthode LFF. Visibilité en fonction de la fréquence spatiale de données issues d'une simulation (points noirs). Les points rouges représentent les données artificielles créées à partir de l'interpolation (ligne noire en continu) des données aux basses fréquences. La limite des basses fréquences est indiquée avec la ligne verticale pointillée. 120

6.4 À gauche, la couverture (u, v) des données simulées. À droite, le modèle utilisé pour produire les fichiers des données artificielles. La dynamique de l'image est normalisé à 1. Le modèle est allongé et a un rapport de 0.7 entre les deux axes, polaire et équatorial. 120

6.5 Visibilité en fonction de la fréquence spatiale dans les six cas considérés. Du haut vers le bas : d = 2, 4, 6, 8, 16 et 32 mas où d est la taille du diamètre équatorial du modèle. Les points gris représentent les données artificielles produites à partir du modèle. Les traits noirs pointillés sont les courbes de visibilité calculées sur l'axe polaire et sur l'axe équatorial du modèle. La ligne rouge représente la courbe quadratique à partir de laquelle sont créés les données LFF. 121

6.6 Images reconstruite en utilisant BFMC à partir des données artificielles ; à gauche, une image reconstruite seule, au milieu, l'image BFMC, à droite, la carte de déviation standard associée à l'image BFMC. La dynamique des images est égale à 1. Aucune image n'est convoluée par la PSF des observations. Chaque ligne correspond au modèle avec une taille différente, respectivement de 2, 4, 6, 8, 16,et 32 mas. 124

6.7 Images reconstruite en utilisant BFMC à partir des données artificielles et des donnés courtes bases LFF ; à gauche, une image reconstruite seule, au milieu, l'image BFMC, à droite, la carte de déviation standard associée à l'image BFMC. La dynamique des images est égale à 1. Aucune image n'est convoluée par la PSF des observations. Chaque ligne correspond au modèle avec une taille différente, respectivement de 2, 4, 6, 8, 16,et 32 mas. 125

6.8 Images produites avec la méthode BFMC et convoluées par la PSF des observations ($FWHM_{eff}$=1.6 mas). La dynamique des images est égale à 1. En haut, les images reconstruites à partir des données artificielles. En bas, les images reconstruites à partir des données artificielles plus les données LFF. De gauche à droite, les cas d=2, 4, 6, 8, 16, et 32 mas. . . . 126

6.9 Rapport de flux entre le flux calculé sur un disque central circulaire en fonction de son diamètre et le flux total de l'image. En haut, le rapport de flux des images produite à partir des données artificielles. En bas le rapport de flux calculé à partir des données artificielles plus les donnés LFF. 127

6.10 Schéma explicatif de la méthode d'auto-calibration. À gauche, l'auto-calibration de la phase et, à droite, l'auto-calibration de la visibilité. 129

6.11 Schéma du processus de reconstruction d'image basé sur la méthode d'auto-calibration. $\mathbf{Data}_{\mathrm{obs}}$, données mesurées. **Self-Cal**, Méthode d'auto-calibration. $\mathbf{Data}_{\mathrm{sc}}$, données produites avec l'auto-calibration. $\mathbf{MIRA}_{\mathrm{ch}}$, méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde. $\mathbf{Img}_{in}$, image de départ dans le processus de reconstruction. $\mathbf{Img}_{i}$, image reconstruite où i indique le nombre de l'iteration. **Save image**, sauvegarde de l'image reconstruite à la sortie de la boucle de reconstruction. 130

7.1 Carte de brillance des deux modèles. À gauche, le modèle d'Achernar réalisé par Domiciano de Souza et al. (2014) avec le code CHARRON projeté sur le ciel avec une inclinaison de 36.9 degrés Nord-Est et une taille de 1.99 mas et 1.54 mas (Domiciano de Souza et al., 2014). À droite, le modèle avec le disque circumstellaire développé par Faes (2012) en utilisant le code HDUST. L'échelle des couleurs des cartes est en racine carrée et la dynamique des images est normalisée à 1.140

7.2 Du haut en bas : à gauche, la couverture UV et , à droite, la visibilité en fonction de la fréquence spatiale pour les quatre séries d'observations (A) 2011, (B) 2012, (C) 2013, et (D) 2014. La ligne noire pointillée indique l'axe polaire d'Achernar. Les points proches de l'axe polaire et de l'axe équatorial sont respectivement en rouge et en vert. 143

7.3 Á gauche, un exemple d'image de départ img_0, où chaque pixel a été géneré de façon aléatoire. Á droite, la distribution de Cauchy-Lorentz que nous avons utilisée comme *a priori*. L'orientation et l'aplatissement de l'*a priori* sont équivalant à ceux du modèle RvZ de l'étoile. Par contre, sa taille est égale à 1.5 fois la taille du modèle. Les contours bordent les régions avec un flux supérieur à 10%, 50% et 90% du flux maximale, qui est fixé à 1. 147

7.4 Hyperparamètre μ et fonction de coût χ^2 pour chaque reconstruction d'image réalisée. Chaque point identifie une reconstruction à partir des données A, B ou D, respectivement en jaune, rouge et vert. Le rectangle gris indique la région où se trouvent les valeurs de l'hyperparamètre optimale mu_{opt} pour les différents ensembles de données. En haut, quatre exemples de reconstruction : (a) est une reconstruction qui n'a pas complètement convergé aux valeurs de χ^2 minimales, (b) et (c) sont deux images parmi les images sélectionnées afin de calculer une image moyenne, et (d) est une image qui a convergé vers vers un χ^2 maximal. Les valeurs de μ optimales et celle des χ^2 minimale sont indiquées dans le Tab. 7.4. . . . 149

7.5 Images reconstruites d'Achernar à partir des données (A) 2011, (B) 2012 et (D) 2014, respectivement, du gauche vers droite. Sur les panneaux dd haut, l'image reconstruite d'Achernar à la résolution 0.07 mas. Sur les panneaux du bas, les mêmes images convoluées par une gaussienne avec une FWHM équivalant à la résolution effective des observations, 1.3 mas. 150

7.6 Cartes de $\chi^2(\vec{y})$ associés aux résidus entre les images et le modèle. De gauche vers droite, respectivement les cartes issues des données A, B et D. La croix noire indique la position du minimum. 151

7.7 Image de soustraction à partir du jeu de données A. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle. 152

7.8 Image de soustraction à partir du jeu de données B. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle. 153

7.9 Image de soustraction à partir du jeu de données C. L'image est produite comme différence entre l'image d'Achernar et son modèle. Les deux, image et modèle, ont été ramenés à la résolution effective des observations avant d'être soustraites. En vert, pour comparaison, les contours à 10% et à 90% du modèle. 153
7.10 Carte de soustraction entre l'image reconstruite et le modèle. À gauche, la soustraction entre l'image et le modèle RvZ de l'étoile, et à droite, la soustraction entre l'image et le modèle HDUST de l'étoile plus le disque circumstellaire. 154
7.11 À gauche, la visibilité en fonction du module de la fréquence spatiale. Les points noirs indiquent les mesures et les points blancs sont les visibilités extraites à partir du modèle RvZ d'Achernar. À droite, les résidus de visibilité en unités de l'erreur sur la mesure. Les points blancs indiquent les mesures sur l'axe équatorial, les points noirs ceux sur l'axe polaire et les points rouges celles intermédiaires. 155
7.12 À gauche, la visibilité en fonction du module de la fréquence spatiale. Les points noirs indiquent les mesures et les points blancs sont les visibilités extraites à partir du modèle RvZ plus le disque de matière qui entoure Achernar. À droite, les résidus de visibilité en unités de l'erreur sur la mesure. Les points blancs indiquent les mesures sur l'axe équatorial, les points noirs ceux sur l'axe polaire, et les points rouges les mesures intermédiaires. 155

8.1 Nébuleuse de la Carène (NGC3372) - ESO/IDA/Danish 1.5 m/R.Gendler, J-E. Ovaldsen, C. Thone et C. Feron. 160
8.2 Courbe de luminosité d'η Car à partir de 1820 jusqu'à 2008. Les points indiqués avec des ●, ■, ▲ et • correspondent respectivement à des observations visuelles, photographiques, photoélectriques et CDD (Fernández-Lajús et al., 2009). . . 161
8.3 Deux images optiques de la nébuleuse de l'Homunculus. À gauche, une image du HST (Jon Morse, Université du Colorado et NASA, Morse et al. (1998)). À droite, la plaque photographique originale de Gaviola (1950) montrant la nébuleuse avec une forme ressemblante à "un homme grassouillet (Homunculus)". 164
8.4 Nœuds de Weigelt. À gauche, l'image qui a permis à Weigelt & Ebersberger (1986) d'identifier les structures plus brillantes. À droite, l'image des contours du FOC/HST Weigelt & Ebersberger (1986). La lettre A correspond à l'étoile centrale. Les autres lettres indiquent les nœuds de Weigelt. 165

8.5 La nébuleuse du Papillon proche d'η Car (Chesneau et al., 2005). À droite, une vue grand champ de la nébuleuse. À gauche, une série de détails d'intérêt. En particulier il est possible de reconnaitre la structure complexe des nœuds de Weigelt. 166

8.6 Visualisation de l'ensemble des données d'η Car prise en considération. Nous regroupons les données en six séries en fonction de la raie observée et de l'année, (HeI ou Brγ et 2008, 2009 ou 2014). Les traits noirs et rouges indiquent respectivement les mesures calibrées et les mesures non calibrées. Le détail du journal des données est présenté dans le Tab. B.1. . 168

8.7 Couverture des fréquences spatiales (u, v) pour les différentes séries de mesures. Les traits noirs et rouges indiquent respectivement les mesures calibrées et les mesures non calibrées. . 169

8.8 Spectres normalisés d'η Car. Pour chaque série de mesures, ici présentés, un spectre au début, un au milieu, et un à la fin de la période d'observation. Nous avons ajouté un décalage entre les différents spectres pour faciliter la visualisation. Sur le set de données 2014-HeI, aucune calibration spectrale n'a été possible par manque de mesure sur un objet calibrateur. 170

8.9 Ensemble de raies moléculaires atmosphériques de H_2O parmi lesquelles nous en avons choisi quatre pour avoir une référence sur le spectre d'η Car. 172

8.10 Spectre d'η Car. Celui-ci ne présente pas de décalage remarquable par rapport aux raies moléculaires atmosphériques de H_2O utilisées comme références. La ligne pointillée en noir indique la longueur d'onde de Brγ corrigée, correspondantes donc à la vitesse radiale égale à zéro. Le pique correspondant à λ_k, longueur d'onde relative à une vitesse de 50 km s^{-1}, est très probablement la signature des nœuds de Weigelt. 173

8.11 Spectre normalisé d'η Car dans la raie Brγ pour la nuit du 01/01/2014. Le spectre évidence la présence de, au moins, trois composantes : une première large et au sommet plat, $\pm 500\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$, une deuxième très étroite, $\pm 50\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$ et une troisième faible et à très haute vitesse $\pm 1000\,\mathrm{km} \times \mathrm{s}^{-1}$. . 174

8.12 À gauche, visibilités en fonction de la fréquence spatiale pour différentes longueurs d'onde à travers la raie Brγ et le continu. À droite, la clôture de phase en fonction de la longueur d'onde. Du haut vers le bas, respectivement le continue (2.1669 μm), la partie gauche de la raie (2.1635 μm), la raie Brγ (2.1661 μm) et la partie droite de la raie (2.1674 μm). Les points rouges sont indiqués pour comparaison avec le papier de Weigelt et al. (2007). La ligne noire en pointillés, indique la fonction de visibilité extraite à partir du modèle de Hillier et al. (2001). 175

8.13 Couverture (u, v) des données 2014-Brγ calibrés. Les étoiles rouges indiquent les fréquences spatiales des mesures présentées en Fig. 8.14 et en Fig. 8.15 (voir le Tab. 8.2 pour le détail des bases projetées). 176

8.14 Mesures de visibilité, en échelle logarithmique, de phase différentielle en fonction de la longueur d'onde, pour les points d'observations sur l'axe polaire présentés en Fig. 8.13. 177

8.15 Mesures de visibilité, en échelle logarithmique, de phase différentielle en fonction de la longueur d'onde, pour les points d'observations sur l'axe équatorial présentés en Fig. 8.13. Le point (b) corresponds à une observation non calibrée. 178

8.16 PSF associé au jeu de données 2014-Brγ. Á gauche, la PSF sale (dirty beam) avec une FWHM approximé à une ellipse de taille d'environ 4.3 mas et 7.6 mas le long des deux axes. Á droite, la PSF propre (clean beam) avec une FWHM de 3.6 mas. Les FWHM sont indiquées par un contour noir. . . 180

8.17 Schéma du processus de reconstruction d'image multi-longueur d'onde combinant les différentes techniques, Mira chromatique, LFF, auto-calibration, BFMC. Le schéma est divisé en trois parties. La première illustre la procédure pour réaliser une image de départ avec la méthode LFF. La deuxième reprend la procédure d'auto-calibration illustrée précédemment dans la Fig. 6.11. La troisième illustre la procédure pour obtenir l'image finale à partir de l'ensemble d'images reconstruites. **Begin**, début du processus. $\mathbf{Data}_{\text{obs}}$, données calibrées 2014-Brγ. **LFF**, création de données pour le remplissage des basses fréquences spatiales. $\mathbf{Data}_{\text{lff}}$, données produites avec LFF. $\mathbf{MIRA}_{\text{ch}}$, méthode de reconstruction d'image multi-longueur d'onde. $\mathbf{Img}_0$, image initiale de l'objet. **SelfCal**, création de données contenant les phases. $\mathbf{Data}_{\text{sc}}$, données produites avec l'auto-calibration. $\mathbf{Img}_{in}$, image de départ dans la reconstruction multi-longueur d'onde $\mathbf{MIRA}_{\text{ch}}$. $\mathbf{Img}_i$, image reconstruite où i indique le nombre de l'iteration. **Save image**, la sauvegarde de l'image reconstruite. **Selection**, sélection des images pour la méthode BFMC. **Mean, Median**, moyenne des images pour la méthode BFMC. **Img**, image finale de notre processus de reconstruction. **End**, fin du processus. 182

8.18 Couverture (u, v) des données circularisées utilisées pour produire l'image de départ. 184

8.19 L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car. Les images sont présentées en échelle linéaire. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4. 187

8.20 L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car. Les images sont présentées en échelle logarithmique. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4. 187

8.21 L'image multi-longueur d'onde reconstruite d'η Car à laquelle nous avons soustrait l'image moyenne sur le continu. Les images sont présentées en échelle linéaire. La dynamique de l'image est égale à 1. Les fréquences correspondant aux lettres capitales sont indiquées dans le Tab. 8.4. 188

8.22 À gauche, la carte d'erreur, et à droite, le rapport signal sur bruit dans le continu de l'image multi-longueur d'onde d'η Car reconstruite. 189

8.23 Schéma illustratif de la visualisation par section spectrale d'une image polychromatique. Le cube d'images est visualisé par tranche dans la direction de la longueur d'onde λ. Cela permet de mettre en évidence la présence de structures compactes localement et spectralement. 190

8.24 Coupes spectrales de l'image multi-longueur d'onde d'η Car. En haut, l'image du continu avec l'indication des axes (x, y). (a) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image en échelle linéaire. (b) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image en échelle linéaire. (c) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image en échelle logarithmique. (d) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image en échelle logarithmique. (e) Coupe spectrale sur l'axe x de l'image à laquel nous avons soustrait le continu. (f) Coupe spectrale sur l'axe y de l'image à laquel nous avons soustrait le continu. Les images sont normalisées avec le maximum égal à 1. . . . 191

8.25 Flux et Spectre intégré en fonction du rayon, r, de la région considérée. (a) Les spectres intégrés sur les régions considérées, le flux intégré étant l'intégrale du spectre. La région en gris représente le flux total de la raie, qui nous sert de référence pour le rapport de flux. (b) Image reconstruite dans la raie avec les régions considérées tracées en couleur. (c) Flux intégré sur la région centrale de rayon r sur un intervalle spectral chevauchant la raie Brγ. Le 50% du flux est inclus dans la région centrale d'environ 3 mas de rayon. Le 90 % du flux est inclus entre les 14 mas de rayon. Les courbes noires en pointillées indiquent les deux composantes que nous identifions : une première de taille de 6 mas et une deuxième, un peu plus large, de taille égale à 16 mas. 192

8.26 Photocentre différentiel calculé à partir des données calibrées Brγ 2014. Pour la mesure du déplacement du photocentre nous avons utilisé les phases différentielles des observations sur des bases inférieures à 18 m. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire. 193

8.27 Photocentre différentiel calculé à partir de l'image. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire. 194

8.28 Modèle qualitatif pour interpréter les déplacements du photocentre. À gauche, le photocentre projeté sur le plan du ciel avec, en noire, la courbe ajoustée *à la main* sur le nuage de points gris représentant les mesures. À droite, du haut vers le bas, le spectre et le déplacement du photocentre projeté sur les deux directions parallèle x et orthogonal y à l'axe de symétrie de la nébuleuse bipolaire. Une série de longueurs d'onde, listées dans le Tab. 8.5, sont mise en évidence afin de faciliter la lecture des graphes. 195

8.29 Schéma illustrant le déplacement du photocentre dans l'intervalle spectral chevauchant la raie Brγ. Du haut vers le bas, les différent sous intervalle allant des longueurs d'onde plus petites aux longueurs d'onde plus grandes. Nous pouvons remarquer que le photocentre désine principalement deux boucles ; la première, à gauche en bas, pour l'aile blue de la raie (vitesses négatives, matière en approchement) et, le deuxième, en haut à droite, pour l'aile rouge de la raie (vitesses positives, matière en éloignement). Les longueurs d'onde de référence sont présentées en couleur et listées dans le Tab. 8.5.196

8.30 Spectre de chaque terme du modèle par éléments gaussiens d'η Car. Les spectres sont décalés pour faciliter la lecture. (a) Spectre total, la ligne en continu représente le spectre mesuré et la ligne pointillé celui du modèle. (b) Spectre lié au terme qui décrit le cœur avec la signature P-Cygni. (c) Spectre du halo de matière en émission qui entoure l'objet. (d) Spectres des deux ejecta. (e) Spectres des deux termes qui décrivent la matière en rotation dans le plan équatorial. (f) Spectre qui décrit la retombée de matière dans la direction polaire. (g) Spectre qui décrit le nœud de matière. 198

8.31 À la gauche, il y a une représentation schématique d'η Car. Les flèches indiquent la direction du mouvement des différents éléments. Les couleurs, bleu et rouge, représentent respectivement un décalage vers le blue, c'est-à-dire en approchement, et un décalage vers le rouge, c'est-à-dire en éloignement. À droite, il y a le modèle par éléments gaussiens d'η Car. L'image en gris sur le fond représente le continu avec une dynamique égal à 1. Les contours en couleur indiquent la taille des éléments gaussiens considérés. Les couleurs et la notation de chaque élément sont les mêmes que celles utilisées en Fig. 8.30. 199

8.32 Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13. . . 201

8.33 Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, et les éjectas polaires. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13. 202

8.34 Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, et la matière sur le plan équatorial. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13. . . 204

8.35 Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, la matière sur le plan équatorial, et la retombée de matière. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13. 206

8.36 Modèle à éléments gaussiens en considérant seulement le cœur et le halo de matière en émission, les éjectas polaires, la matière sur le plan équatorial, la retombée de matière et le nœud de Weigelt. Les couleurs rouge et noire indiquent respectivement le modèle et les données. (a) Image du modèle. Quatre coupes sont présentées ; le continu, l'aile blue de la raie, la raie Brγ et l'aile rouge de la raie. (b) Déplacement du photocentre sur le plan du ciel. Les projections sur l'axe polaire x et l'axe équatorial y sont indiquées sur les graphes de droite. (c) Visibilité et phase différentielle. Les données présentées sont les mêmes de celles en Fig. 8.13. 207

C.1 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 232

C.2 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 24 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. . 233

C.3 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 234

C.4 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 36 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. . 235

C.5 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 0.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 236

C.6 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 0.0 μm. . 237

C.7 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 238

C.8 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 3.5 μm. . 239

C.9 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 5.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 240

C.10 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 5.0 μm. . 241

C.11 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 10.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 242
C.12 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 10.0 μm. 243
C.13 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 15.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 244
C.14 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 15.0 μm. 245
C.15 Cartes de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 18.0 μm. (A) photométrie du bras A, (B) photométrie du bras B, ($i_{\max}$) intensité du maximum, ($i_{\min}$) intensité du minimum, (Null) taux d'extinction. 246
C.16 Cartes de covariance spectrale de la série de mesures avec Tilt maximal égal à 160 as et OPD maximal égal à 18.0 μm. 247

Liste des tableaux

2.1 Diamètres d'ouverture D d'un télescope monolithique nécessaire pour atteindre le pouvoir de résolution suffisant à mesurer la taille angulaire respectivement, d'une planète, d'une étoile et d'une exoplanète de la taille de la Terre à 10 pc, ceci aux longueurs d'onde du visible (550 nm), de l'infrarouge (2 μm) et du radio (2 mm). 12

2.2 Résumé des équations fondamentales. 22

2.3 Nombre des observables et pourcentage d'informations dont nous disposons en fonction du nombre de télescopes de l'interféromètre. N_t, nombre de télescopes, N_v, nombre de visibilités, N_Φ, nombre de clôtures de phase, N_o/N_i rapport entre le nombre d'observables et le nombre d'inconnues, c'est-à-dire l'information contenue dans nos mesures. 27

2.4 Liste des observatoires interférométriques à longue base en optique et infrarouge en service en 2016. 44

3.1 Liste des logiciels de reconstruction d'image. 55

4.1 Erreur relative $|\sigma_x/\langle x\rangle|$ des paramètres du système en fonction du flux de l'objet. 69

4.2 Erreur relative $|\sigma_x/\langle x\rangle|$ des paramètres du système en fonction du flux de l'objet. 75

5.1 Calendrier des missions à l'Observatoire de Meudon sur le banc PERSEE. 88

5.2 Liste des longueurs d'onde des canaux spectraux dispersés sur le détecteur de la caméra infrarouge du banc PERSEE. . 103

6.1 Paramètre des reconstructions d'images réalisées pour la comparaison des méthodes BFMC et LFF. 123

7.1 Paramètres de Achernar et de son environnement. 139

7.2 Journal des observations d'Achernar avec l'instrument PIONIER/VLTI. Nous distinguons quatre séries de données relatives aux quatre différentes périodes d'observation ; (A) 2011, (B) 2012, (C) 2013, (D) 2014. Pour chaque nuit d'observation, nous indiquons la date (Date), le nombre d'observations (Nb obs.), le nombre de canaux spectraux (Nb can. spec.), le nombre des télescopes utilisés (Nb tel.) et la référence du jeu de données (Dataset). 142
7.3 Champ visuel (FOV), résolution (RES) et résolution effective (RES_{eff}) des observations PIONIER/VLTI. 144
7.4 Ensemble des paramètres réglés pour la reconstruction d'image d'Achernar. 148

8.1 Paramètres d'η Car et de son environnement. 163
8.2 Récapitulatif des bases projetées relatives aux données présentées en Fig. 8.13. 177
8.3 Ensemble des paramètres réglés pour la reconstruction d'image polychromatique d'η Car. 186
8.4 Longueurs d'onde des images présentées en Fig. 8.19, en Fig. 8.20, et en Fig 8.21. 186
8.5 Longueurs d'onde des points de référence utilisés dans les Fig. 8.28 et Fig. 8.29 qui décrivent les déplacements du photocentre mesurés. 195
8.6 Paramètres du modèle à éléments gaussiens pour η Car. . . . 199

B.1 Journal des observations d'η Car avec l'instrument AMBER/VLTI224

C.1 Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, première série. 227
C.2 Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, deuxième série.228
C.3 Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, troisième série.228
C.4 Journal des données PERSEE du 27 mai 2013. Complètement de la troisième série de mesures du 24 mai 2013. 228
C.5 Journal des données PERSEE du 28 mai 2013. Première série de mesures. 229
C.6 Journal des données PERSEE du 24 mai 2013, première série. 229
C.7 Journal des données PERSEE du 29 et 30 mai 2013, séries balayage du champ hors axe par quadrants. 231

E.1 Sigles et acronymes d'institutions et laboratoires. 287
E.2 Sigles et acronymes de projets, d'observatoires et d'instruments.288
E.3 Abréviations techniques et scientifiques utilisées. 288