



HAL
open science

Observations et modélisations spectro-interférométriques longue base des étoiles et de leur environnement proche

Massinissa Hadjara

► To cite this version:

Massinissa Hadjara. Observations et modélisations spectro-interférométriques longue base des étoiles et de leur environnement proche. Planète et Univers [physics]. Univ. Nice Sophia Antipolis, CNRS, I3S, UMR 7271, 06900 Sophia Antipolis, France, 2015. Français. NNT: . tel-01146181v1

HAL Id: tel-01146181

<https://hal.science/tel-01146181v1>

Submitted on 27 Apr 2015 (v1), last revised 4 May 2015 (v2)

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0
International License

THÈSE

Présentée afin d'obtenir le titre de
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR
SCIENCE**

École Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

Specialité : SCIENCES DE L'UNIVERS

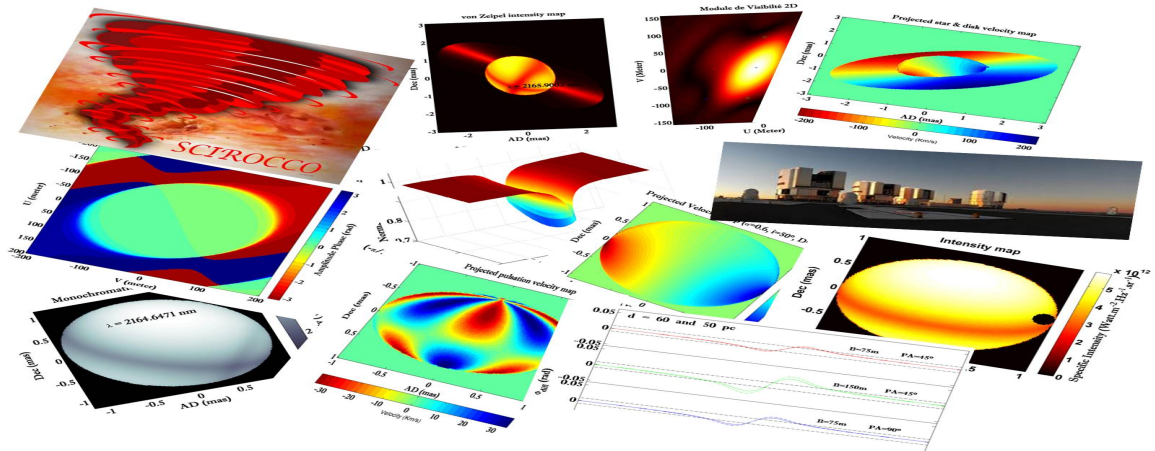
Soutenue par

Massinissa HADJARA

et préparée au sein du :

Laboratoire J.-L. Lagrange (UMR 7293)
& de l'Observatoire d'Alger -Algérie- (CRAAG)
sur le sujet :

Observations et modélisations spectro-interférométriques longue base des étoiles et de leur environnement proche



Soutenue le 31 mars 2015 devant un jury composé de :

Philippe STEE - (Président)

Pierre KERVELLA - (Rapporteur)

Coralie NEINER - (Rapporteur)

Jean-Baptiste LE BOUQUIN - (Examineur)

Juan ZOREC - (Invité)

Farrokh VAKILI - (Directeur de thèse)

Armando DOMICIANO DE SOUZA - (Co-directeur de thèse)



Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance à mes directeurs de thèse, Farrokh Vakili et Armando Domiciano de Souza, pour m'avoir ouvert les portes du monde merveilleux et fascinant de l'interférométrie stellaire et des rotateurs rapides. Je voudrais remercier les rapporteurs de ma thèse, Pierre Kervella et Coralie Neiner pour avoir consacré de leurs temps pour lire et corriger mon manuscrit. Leurs pertinentes remarques et suggestions m'ont permis de fortement l'améliorer. J'aimerais tout particulièrement remercier Philippe Stee pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance. Ainsi que les autres membres de mon jury : Jean-Baptiste Le Bouquin et Juan Zorec.

Mes remerciements les plus chaleureux s'adressent à l'ensemble de mes collègues et amis du PES ; Bruno le magnifique, l'étincelant Florentin et le brillant Anthony (avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler), Nicolas esprit vif, le père Éric Fossat (et ces randonnées thérapeutiques), l'aimable Martin, l'honorable Yan, le joyeux Sébastien Flament, le sympathique Sébastien Ottogali, la gentille Carolyn, le minutieux Yves, Magic Christophe, le paisible Jean-Baptiste Daban, le vaillant Pierre Antonelli, Michel Faguet le patron, Alain Spang la force tranquille, les M&Ms Frantz le Jedi & Patrice l'athlétique, l'agréable Philippe Berio, Pierre Cruzalebes le Grand, la talentueuse Roxane, Eric Lagadec le taquin, Djamel l'aventurier, l'admirable Andrea Chiavassa et l'adorable Christine (qui sont au CION plutôt), la pétillante Aurèlie, et le regretté Olivier. Sans oublier le bienveillant FX, la divine Sylvie et le seigneur de tous les seigneurs Stéphane. Merci les amis.

C'est tout naturellement, que je dois remercier aussi Romain Petrov et Slobodan Jankov pour leurs aides, conseils et soutien ainsi que pour leurs amitiés (ce fut pour moi à la fois un honneur et un plaisir de travailler avec eux).

Je me dois de remercier aussi mes collègues de l'université : David Mary, Lyu et tout particulièrement Marcel Carbillet. Mes collègues de Calern : Yves Rabbia et tout particulièrement Jean-Pierre Rivet pour sa grande gentillesse et son soutien. Les copains d'Artemis & mes amis doctorants : Gillaume, Karrelle, Mamadou, Gaetan, Suvendu, Florent et Zienab. Que ceux que j'ai oublié m'excusent.

Je remercie l'ensemble de tout le personnel de l'OCA, pour leur sympathie et bonne humeur à toute épreuve ; l'Accueil : Isabelle, Nathalie Christian et Aziz. Les secrétaires : Isabelle G., Murielle, Jocelyne, Delphine, Sylevie et Gérard. Le restaurant : Khaled, Giselin, Nadia et Karima. L'atelier mécanique (Serge et Thierry). Ainsi que tous les informaticiens (Marie-Laure, Jean-Philippe, Serge et Daniel en particulier), Sans oublier David, Jean-Marie, Mohamed et Robert. Que ceux que j'ai oublié m'excusent.

Je tiens également à remercier, les amis que je me suis fait en dehors de l'OCA : Les Alem, les Susini, les Rekkas, mes amis d'Astorama et d'Auchan Trinité, ainsi que Stéphanie de Recherche et Avenir. Mes amis de longue date : François Impens, Lionel Bigot, Dario Vincenzi, Marco Delbo et Wassila.

Mes amis algériens de l'Observatoire d'Alger : Fodil, Rabah, Yacine Athmani et tout particulièrement Zouleikha (ma grande sœur). Sans oublier Noureddine Moussaoui de l'Université d'Alger (USTHB), Toufik Moutefaoui (de l'Université de Béjaïa) et Samir et son Association Sirius Béjaïa.

Mes remerciements les plus profonds s'adressent tout naturellement à mes parents, ma sœur et mon frère, ainsi qu'à mon épouse et sa famille, pour leurs tendresses, leurs encouragements et leurs soutiens sans faille. Sans oublier toute ma famille à Béjaïa (Particulièrement mon cousin Nadhir et toute la famille Lalaoui).

Merçi!

"Vos enfants ne sont pas vos enfants. Ils sont fils et filles du désir de vie en lui-même. Ils viennent par vous mais non de vous, et bien qu'ils soient avec vous, ce n'est pas à vous qu'ils appartiennent. Vous pouvez leur donner votre amour mais non vos pensées, car ils ont leurs propres pensées. Vous pouvez loger leurs corps mais non leurs âmes, car leurs âmes habitent la demeure de demain, que vous ne pouvez vous efforcer de leur ressembler, mais n'essayez pas qu'ils vous ressemblent. Car la vie ne retourne pas en arrière ni s'attarde à hier. Vous êtes les arcs qui projettent vos enfants telles des flèches vivantes. L'archer voit la cible sur le chemin de l'infini, et il vous courbe avec toute sa force pour ses flèches aillent vite et loin. Que cette courbure, dans les mains de l'archer, tende à la joie ; car comme il aime la flèche qui vole, il aime aussi l'arc qui est stable."

Khalil Gibran (1883-1931) : Extrait du recueil Le Prophète 1923.



"Si tu donnes un poisson à un homme, il mangera un jour. Si tu lui apprends à pêcher, il mangera toujours."

Lao Tseu (Ve - IVe siècle av. J.-C.).

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Notations et abréviations utilisées dans ce manuscrit	1
1.2	Introduction générale	5
2	La rotation au cœur de l'activité stellaire	9
2.1	La rotation	9
2.1.1	Rappel historique	9
2.1.2	Intérêt scientifique	14
2.1.3	Les rotateurs stellaires rapides	17
2.1.4	Les étoiles toupies ; les Be	21
2.2	Effet de la rotation sur la formation des enveloppes circumstellaires	24
2.3	Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires	26
2.3.1	Magnétisme	26
2.3.2	Vent radiatif	28
2.3.3	Binarité	29
2.3.4	Pulsations	31
3	Combiner la haute résolution spatiale et spectrale	35
3.1	Les outils de mesures astronomiques et leurs limites	36
3.2	L'Interférométrie	39
3.2.1	La genèse	39
3.2.2	Les équations de base en interférométrie	43
3.2.3	L'Interférométrie Optique à Longue Base (OLBI)	49
3.2.4	Technique et caractéristiques de l'OLBI	53
3.3	La Spectroscopie	55
3.4	La Spectro-Interférométrie	59
3.4.1	Les mesurables en spectro-interférométrie	60
3.5	Application : Détermination du diamètre angulaire d'Achernar via la ϕ_{diff} d'AMBER	64
3.5.1	Achernar	64
3.5.2	Le VLTI	66
3.5.3	AMBER	68
3.5.4	Observation AMBER d'Achernar et biais instrumentaux résiduels :	77
4	SCIROCCO : Un Code pour l'analyse des données Spectro-Interférométrique	99
4.1	Forme et vitesses de surface d'un rotateur	101
4.1.1	Formalisme théorique de la rotation stellaire	102
4.1.2	Vitesses surfaciques stellaires	106
4.2	Carte d'intensité d'un rotateur stellaire dans le continuum	110
4.2.1	Assombrissement gravitationnel	110
4.2.2	Assombrissement centre-bord	115
4.3	Spectroscopie d'un rotateur	121

4.4	Cartes d'intensité d'un rotateur rapide suivant le décalage Doppler-Fizeau sur le profil de la raie d'absorption photosphérique	125
4.5	Les observables interférométriques	127
5	Application de SCIROCCO à la rotation stellaire	137
5.1	Impact de certains paramètres stellaires sur la ϕ_{diff}	137
5.2	Détermination des paramètres fondamentaux stellaires via SCIROCCO	142
6	SCIROCCO : un code à usages multiples	161
6.1	Simulation des Pulsations Non Radiales (PNR)	161
6.2	Simulation étoile & disque	178
6.3	Taches stellaires & exoplanètes	183
7	Conclusions et Perspectives	189
7.1	Conclusions	189
7.2	Perspectives	191
A	Autres Travaux	193
A.1	OIFITS sur Matlab	193
A.2	Reconstruction d'image	195
A.3	DIFFRACT	198
A.4	Contexte de mon travail de thèse	206
	Bibliographie	207

Liste des tableaux

1.1	Principales abréviations utilisées dans ce manuscrit.	2
1.2	Principales notations utilisées dans ce manuscrit.	3
2.1	Résumé de résultats d'observations sur des rotateurs rapides	15
3.1	Principaux résultats au début de l'interférométrie stellaire	42
3.2	Principaux évènements de l'interférométrie à longue base stellaire de 1950 à 2000	51
3.3	Récapitulatif des interféromètres différentiels à travers le monde	60
4.1	Bandes spectrales UBVRIJHKLMNQ	115

Table des figures

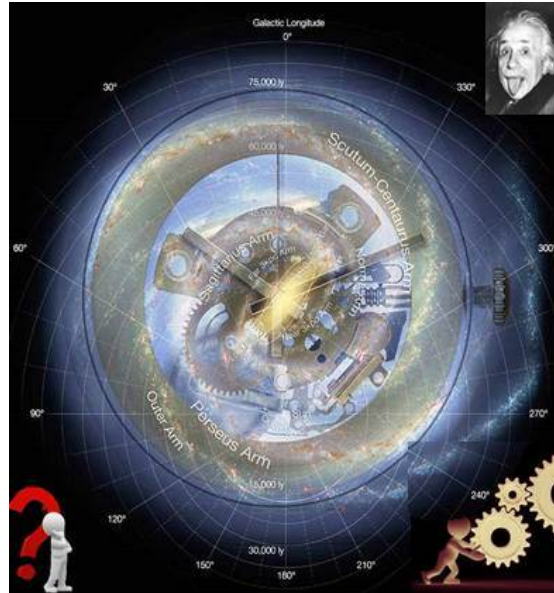
2.1	Taches solaires observées au 4 ^{ième} siècle av. J.-C par les Chinois	10
2.2	Taches solaires observées par Galilée en 1613	11
2.3	Effect Rossiter-McLaughlin	13
2.4	Déplacement de photo-centre simulé et mesuré sur Aldébaran	14
2.5	La rotation stellaire selon le type spectral & le diagramme HR	17
2.6	Modèle de Roche	19
2.7	Spectres stellaires observés par Secchi au XIXe siècle	22
2.8	Les différentes types d'étoiles Be	24
2.9	Déduction de l'aplatissement d'Achernar par les mesures interférométriques .	25
2.10	Champ magnétique solaire et aurores boréales	27
2.11	Simulation WCD de lignes d'écoulement d'un vent radiatif-lignes de flux et choc équatorial dans le cas du Wind compressed Disk model (WCD)	29
2.12	Systèmes binaires et Points de Lagrange	30
2.13	Un bel exemple de formation binaire en rotation	31
2.14	Exemples de pulsations représentées par les harmoniques sphériques	32
3.1	Onde lumineuse collectée par une caméra CCD	37
3.2	Critère de Rayleigh	38
3.3	L'effet de la perturbation atmosphérique sur le pouvoir de résolution angulaire d'un télescope	39
3.4	L'interféromètre de Fizeau/Stéphan	40
3.5	Interféromètre de Michelson et ses premiers résultats sur les satellites de Jupiter	41
3.6	L'interférométrie stellaire de 1868 à 1940.	42
3.7	Schéma illustrant la formation de franges d'interférences dans l'expérience des fentes de Young.	43
3.8	Module de visibilité pour un disque de brillance uniforme.	48
3.9	L'interférométrie d'intensité à Longue Base de Hanbury Brown.	49
3.10	L'interférométrie Optique à Longue Base d'Antoine Labeyrie.	50
3.11	L'interférométrie stellaire de 1950 à 2000.	51
3.12	Énumération et géolocalisation des interféromètres à longue base les plus importants du 20 ^{ième} siècle.	52
3.13	Recombinaisons coaxiale et multiaxiale.	54
3.14	La super-synthèse d'ouverture.	55
3.15	Schéma descriptif des trois lois de la spectroscopie de Kirchhoff	57
3.16	Couverture (u,v) du plan spectrale	62
3.17	Achernar et la constellation de l'Éridan	65
3.18	Le VLTI sous tous ses angles	67
3.19	Temps d'observation sur AMBER	70
3.20	Schéma descriptif d'AMBER	72
3.21	Couvertures (u,v) VLTI/AMBER d'Achernar adoptées fin 2009	77
3.22	Biais du "very bad pixel" et ses conséquences sur nos données Achernar . . .	78
3.23	Biais hautes fréquences et son traitement sur nos données Achernar	79
3.24	Biais basses fréquences et son traitement sur nos données Achernar	80

3.25	Calibration spectrale des données d'Achernar	81
3.26	Comparaison de l'ensemble des données OIFITS d'Achernar avant et après traitement	82
3.27	Carte des ϕ_{diff} dynamique d'Achernar : Observation sur AMBER/VLTI 25-10-2009	83
3.28	Carte des ϕ_{diff} dynamique d'Achernar : Observation sur AMBER/VLTI 26-10-2009	84
3.29	Carte des ϕ_{diff} dynamique d'Achernar : Observation sur AMBER/VLTI 30-10-2009	85
3.30	Carte des ϕ_{diff} dynamique d'Achernar : Observation sur AMBER/VLTI 01-11-2009	86
3.31	Diagramme synoptique de CHARRON	87
4.1	Système de référence adopté pour une étoile en rotation	102
4.2	Référentiel 2D adopté pour une étoile en rotation	103
4.3	Modèles de Roche et l'ellipsoïde de Jacobi	105
4.4	Comparaison d'un profil de vitesse $v_{\text{eq}}, f_1(\phi)$ linéaire et sinusoïdale	106
4.5	Cartes 2D des vitesses surfaciques stellaires 1	108
4.6	Cartes 2D des vitesses surfaciques stellaires 2	109
4.7	Détermination de β	113
4.8	Cartes 2D d'intensité assombrie gravitationnellement	114
4.9	Cartes 2D d'intensité assombrie centre-bord	116
4.10	Tracé corps noir	117
4.11	Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_{nLD} = f(\theta)$	118
4.12	Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_{nLD} = f(\theta)$	119
4.13	Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_{nLD} = f(\theta)$	120
4.14	Profils de raie analytiques	121
4.15	Profils de raie Synplot	122
4.16	Profils de raie 3D Synplot	123
4.17	Comparaison des profils Synplot/Synplot analytique	123
4.18	Comparaison de tous les profils de raie	124
4.19	Cartes d'intensités monochromatiques	126
4.20	Flux et déplacements photo-centriques d'Achernar	127
4.21	Mesures interférométriques d'Achernar	128
4.22	Diagramme synoptique de SCIROCCO	130
5.1	Dépendance de phases différentielles simulées ϕ_{diff} avec R_{eq} et d	138
5.2	Dépendance de phases différentielles simulées ϕ_{diff} avec $v_{\text{eq}} \sin i$ et i	139
5.3	Dépendance de phases différentielles simulées ϕ_{diff} avec \bar{T}_{eff} et β	139
5.4	Dépendance de phases différentielles simulées ϕ_{diff} avec l'assombriement	140
5.5	Dépendance de phases différentielles simulées ϕ_{diff} avec le profil de raie	141
5.6	Exemple d'ajustement χ^2 sur une seule ϕ_{diff}	143
5.7	Exemple de carte 2D χ^2	143
5.8	Nos 4 étoiles sur le diagramme de Rieutord	159
6.1	Carte d'intensité avec pulsation non-radiale (PNR)	175
6.2	Impact du profil de raie sur la pulsation non-radiale (PNR)	177

6.3	Déplacement photo-centre d'Achernar et d' η Cen	178
6.4	Simulation d'étoile & disque	179
6.5	Déplacement de la raie sur une étoile + disque	180
6.6	Observables interférométriques d'une étoile & disque	181
6.7	Simulation du transit d'une planète devant la photosphère d'une étoile en rotation	184
6.8	Le flux normalisés sans la planète (la courbe du haut) et avec les 3 étapes de transit, représentées ci-haut, de celle-ci (les courbes du bas).	184
6.9	Les phases différentielles résultantes. L'effet mesurable est très faible.	185
A.1	Reconstruction d'image des données PIONIER Achernar par BSMEM.	197

CHAPITRE 1

Introduction



Sommaire

1.1 Notations et abréviations utilisées dans ce manuscrit	1
1.2 Introduction générale	5

1.1 Notations et abréviations utilisées dans ce manuscrit

TABLE 1.1 – Principales abréviations utilisées dans ce manuscrit.

ABRÉVIATIONS		
	En Français	En Anglais
AMBER	Astronomical Multi-BEam combineR	
AT	Auxiliary Telescope	
CDS	Centre de Données astronomiques de Strasbourg	
CL	Linéarisation Complète	Complete Linearisation
CSE	Environnement circumstellaire	CircumStellar Environment
ddm	Différence de Marche Optique	optical path difference (OPD)
DFE	Éléments Finis Discrets	Discret Finite Elements
DI	Interférométrie Différentielle	Differential interferometry
E-ELT	European Extremely Large Telescope	
ESO	Observatoire Européen Austral	European Southern Observatory
ETL	Équilibre Thermodynamique Local	Local Thermodynamic Equilibrium
ETR	Équation de Transfert Radiatif	Radiative Transfer Equation
FFT	Transformation de Fourier Rapide	Fast Fourier Transform
GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes	Large Interferometer of 2 Telescope
HR	Hertzsprung-Russell	
HRA	Haute Résolution Angulaire	High Angular Resolution
IDI	Imagerie Doppler Interférométrique	Interferometric Doppler Imaging
IDL	Iterative Data Language	
JMMC	Centre Jean-Marie Mariotti	Jean-Marie Mariotti Center
mas	milli second d'angle	milli arc second
LBV	Luminous Blue Variable stars	
MATISSE	Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment	
Matlab	MATrix LABoratory	
MIDI	MID-infrared Interferometric instrument	
OLBI	Interférométrie Optique à Longue Base	Optical Long Baseline Interferometry
PNR	Pulsations Non-Radiales	Non-Radial Pulsations(NRP)
PR	Pulsations Radiales	Radial Pulsations
PRIMA	Phase-Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry	
SED	distribution spectrale d'énergie	Spectral Energy Distribution
SPB	Étoiles B avec pulsation lente	Slowly Pulsating B stars
SP	Séquence Principale	Main Sequence
TF	Transformation de Fourier	Fourier Transform
UAI	Union Astronomique Internatinal	International Astronomical Union
UT	Unit Telescope	
VLTI	Very Large Telescope Interferometer	
WR	Wolf-Rayet	

TABLE 1.2 – Principales notations utilisées dans ce manuscrit.

NOTATIONS DES PRINCIPAUX PARAMÈTRES PHYSIQUES	
Notation	Description
α	Coefficient de rotation différentielle
β	Coefficient d'assombrissement gravitationnel
i	Angle d'inclinaison de l'étoile par rapport à la ligne de visée
$v_{eq} \sin i$	Vitesse radiale de rotation équatoriale le long de l'axe de visée
ϕ_{diff}	Phase différentielle
E_c	Estimateur de rotation critique
η	Estimateur de rotation critique $N^\circ 2$
R_\odot	Rayon solaire
R_{eq}	Rayon équatorial
$R_{eq,crit}$	Rayon équatorial critique
R_{pol}	Rayon polaire
V_{proj}	Vitesse projetée
$v_{eq}, v_{eq,rot}$	Vitesse radiale de rotation équatoriale
$v_{eq,crit}$	Vitesse radiale de rotation équatoriale critique
Ω_{eq}	Vitesse angulaire de rotation équatoriale
Ω_{crit}	Vitesse angulaire de rotation équatoriale critique
L_\odot	Luminosité solaire
M_\odot	Masse solaire
M_*	Masse stellaire
G	Constante gravitationnelle (constante de Newton)
g	La gravité
\bar{T}_{eff}	Température effective moyenne
T_{eq}	Température effective à l'équateur
T_{pol}	Température effective aux pôles
\varnothing_{eq}	diamètre angulaire équatorial
d	Distance terre-étoile
I	Intensité lumineuse
I_{cont}	Intensité lumineuse dans le continuum
PA_{rot}	Angle de position de l'axe de rotation
H	Profil de raie
λ	Longueur d'onde
c	Vitesse de la lumière
θ, θ'	Latitude, co-Latitude
ϕ	Longitude
S, F	Spectre, Flux
P	Photo-centre
Φ	Phase
Ψ	Phase de Clôture
ε_λ	Coefficient d'assombrissement centre-bord à la longueur d'onde λ
μ	Cosinus de l'angle entre la normale à la surface d'un point considéré et de la direction d'observation
h	Constante de Planck
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann
σ_B	Constante de Boltzmann
ϵ	Paramètre de Rieutord

1.2 Introduction générale

"C'est en réalité tout notre système de conjectures qui doit être prouvé ou réfuté par l'expérience. Aucune de ces suppositions ne peut être isolée pour être examinée séparément. . . Les concepts physiques sont des créations libres de l'esprit humain et ne sont pas, comme on pourrait le croire, uniquement déterminés par le monde extérieur. Dans l'effort que nous faisons pour comprendre le monde, nous ressemblons quelque peu à l'homme qui essaie de comprendre le mécanisme d'une montre fermée. Il voit le cadran et les aiguilles en mouvement, il entend le tic-tac, mais il n'a aucun moyen d'ouvrir le boîtier. S'il est ingénieux il pourra se former quelque image du mécanisme, qu'il rendra responsable de tout ce qu'il observe, mais il ne sera jamais sûr que son image soit la seule capable d'expliquer ses observations. Il ne sera jamais en état de comparer son image avec le mécanisme réel, et il ne peut même pas se représenter la possibilité ou la signification d'une telle comparaison. Mais le chercheur croit certainement qu'à mesure que ses connaissances s'accroîtront, son image de la réalité deviendra de plus en plus simple et expliquera des domaines de plus en plus étendus de ses impressions sensibles. Il pourra aussi croire à l'existence d'une limite idéale de la connaissance que l'esprit humain peut atteindre. Il pourra appeler cette limite idéale la vérité objective."

C'est en ces termes qu'Albert Einstein¹ s'exprima au sujet de l'approche scientifique, qui selon lui consiste à concilier des modèles théoriques avec les observations empiriques.

Le rouage que j'ai entrepris de comprendre durant ma thèse se situe dans l'étude du phénomène d'évolution des étoiles et de leur environnement proche. La technique d'observation produisant les données utilisées est la spectro-interférométrie.

Habituellement en Astronomie on utilise un télescope pour scruter le ciel. Plus le diamètre du télescope est grand, plus la résolution spatiale (la finesse des détails observés) s'améliore. Hélas la construction d'un télescope ayant un miroir monolithique supérieur à 10m est difficilement envisageable de nos jours pour des raisons technologiques. La résolution maximale $\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{D}$ (où λ est la longueur d'onde de la lumière observée et D le diamètre du télescope) pour un télescope de 10m de diamètre est de 14mas, dans le visible. L'interférométrie s'affranchit de cette limite, en recombinaison simultanément au moins 2 télescopes séparés, l'un de l'autre d'une distance B qu'on appelle base interférométrique. Ainsi et dans le cas d'une base B de 100m la résolution maximale $\alpha = \frac{\lambda}{B}$, sera dans le visible, de 1.0mas à 500nm (Labeyrie 1972).

L'observation sur une gamme de différentes longueurs d'onde (ou observation spectroscopique) nous permet d'avoir une idée sur la composition chimique de l'objet ainsi que sur sa cinématique grâce à l'effet Fizeau-Doppler. Cela permet d'étudier la rotation stellaire par exemple. En effet, toutes les étoiles tournent sur elles-mêmes à des vitesses différentes. Nées au début de leur vie au sein d'un disque d'accrétion, de gaz et de poussière, elles tournent à très grande vitesse sous l'effet de la gravité. Certaines étoiles gardent cette caractéristique tout le long de leur vie par inertie et tournent même tellement vite jusqu'à affecter leurs caractéristiques géométriques, lumineuses et chimiques, (voir chapitre 2). On les appelle des

1. Albert Einstein et Léopold Infeld ; L'évolution des idées en physique, 1936.

rotateurs stellaire rapides. Par la suite seules les étoiles riches en métaux, ayant entretenus un champ magnétique fossile en formant une magnétosphère (pour les étoiles chaudes), ou ayant une zone convective, et générant un fort champ magnétique par effet dynamo (pour les étoiles froides), perdent de leur moment cinétique (ce fut le cas du Soleil -notre étoile froide-). Sous l'effet de la force centrifuge, plus l'étoile tourne vite, plus elle s'élargit à l'équateur et plus elle sera de forme aplatie le long de son axe de rotation, engendrant à l'équateur, une baisse de la température, de la gravité ainsi que de l'intensité lumineuse. C'est l'effet appelé von Zeipel ([von Zeipel 1924a](#)).

C'est donc à l'étude de ces objets passionnants, que je compare souvent à une patineuse artistique, que fut consacré l'essentiel de ma thèse. Les étoiles en rotation étudiées, et dont les données étaient accessibles à notre équipe, sont Achernar, Altair, δ Aquilae et Fomalhaut.

Pour modéliser ce phénomène (mon rouage) et en prenant en compte plusieurs concepts physique importants, j'ai développé un code au nom sec et poussiéreux : SCIROCCO (Simulation Code for Interferometric-observation of ROTators and CirCumsteller Objects). Ce code m'a permis par comparaison de mesures interférométriques à partir des données réelles de retrouver les paramètres fondamentaux de ces étoiles : degré d'aplatissement, vitesse de rotation, rayon équatorial, masse, températures (aux pôles, à l'équateur et à chaque latitude) et gravités de surface.

La mesure, caractérisée par sa précision et son exactitude, constitue une notion fondamentale en astrophysique observationnelle. Et si l'astrométrie arpente la position des astres et sa variation perceptible, la photométrie et la spectroscopie ont longtemps dominé le terrain des techniques de mesure en astrophysique. Ce n'est que très récemment que l'interférométrie stellaire optique est devenue une méthode couramment utilisée pour fournir des contraintes "directes" sur la morphologie (presque toujours dépendante de la couleur) des objets célestes qu'elle permet de scruter.

L'interférométrie et l'observation des objets stellaires ont été intimement liées dès les premières tentatives d'obtenir des franges d'interférences suggérées par A.H. Fizeau ([Fizeau 1868](#)) et mises en œuvre par Stéphan ([Stéphan 1874](#)) pour mesurer le diamètre apparent des étoiles les plus brillantes du ciel, et ensuite pleinement exploitée par A.A. Michelson et F.G. Pease et son équipe par la suite, dans la limite des technologies disponibles au début du 20^{ème} siècle ([Pease 1921a](#)). L'interférométrie d'intensité a permis de fournir le premier catalogue de paramètres fondamentaux stellaires par Hanbury Brown et Twiss dans les années 1970 ([Hanbury Brown et al. 1974a](#)). L'interférométrie d'amplitude, reprise depuis 1974 par A. Labeyrie à Nice, puis sur le plateau de Calern ([Labeyrie 1975](#)), s'approche de la technique utilisée par Michelson. Elle fut appliquée aux interféromètres prototypes I2T et GI2T du plateau de Calern ([Koechlin 1988](#); [Mourard 1988](#)). Avec l'avènement du VLTI et de ses différents instruments focaux : MIDI, AMBER, PIONIER et bientôt Gravity et MATISSE ([Leinert et al. 2003](#); [Petrov et al. 2007](#); [Berger et al. 2010](#)), ainsi que CHARA et ses instruments recombineurs comme VEGA ([McAlister et al. 2000](#)), l'interférométrie stellaire, combinée à la synthèse d'ouverture par rotation terrestre (expliquée dans la sous-section 3.2.4), est devenue une technique à découvertes et en même temps de suivi des étoiles (ex. [Richichi et al. \(2008\)](#)) mais de manière beaucoup plus restreinte, des objets extra-galactiques

(ex. [Leaman et al. \(2012\)](#)). Elle est de plus en plus employée et considérée par les astronomes en général (ex. la reconstruction d'image d'Altair via [Monnier et al. \(2007\)](#)).

Le champ d'application de l'imagerie interférométrique optique permet aujourd'hui, au-delà des contraintes qu'elle apporte sur les paramètres stellaires (le rayon angulaire, la vitesse angulaire équatoriale, l'inclinaison et l'angle de projection de l'axe de rotation ; [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#)), la détection de binaires très serrées, d'environnements stellaires asymétriques ([Vakili 1987](#)) ou des effets quantifiés par les paramètres fondamentaux tels que la rotation, la variabilité, la perte de masse sous l'effet du vent radiatif, et éventuellement la détection directe des oscillations radiales ou non des étoiles pulsantes (ex. sur les céphéïdes ; [Nardetto et al. \(2011\)](#)).

Le travail décrit dans ce manuscrit se focalise principalement sur un aspect particulier de la physique stellaire qui consiste à détecter et à mesurer le degré d'aplatissement d'une étoile possédant une rotation importante par l'effet dit de von Zeipel ([von Zeipel 1924a](#)). Via la technique d'interférométrie optique qui en s'attachant à exploiter la possibilité remarquable de l'interférométrie différentielle ([Beckers 1982](#); [Petrov 1989](#)) permet d'analyser les propriétés des franges d'interférence en fonction de la longueur d'onde. Ces méthodes sont offertes en particulier par le spectro-interféromètre AMBER sur le VLTI. Bien sûr, cette description n'a pas la prétention réductrice de résumer les différentes facettes de la rotation stellaire au seul effet dit de von Zeipel. Elle a pour objet de tenter de démontrer qu'à partir d'un modèle analytique simple, mais suffisamment complet on peut exploiter la technique, somme toute novatrice d'interférométrie spectrale différentielle, comme un outil de diagnostic pour comprendre la rotation rapide et ses effets à travers le diagramme HR. Ce faisant notre approche se veut aussi d'ouvrir la voie pour tester des théories sous-jacentes de formation et d'évolution stellaire par une approche observationnelle couplant l'interférométrie et la modélisation analytique qui pourrait, en ligne de perspective, diagnostiquer l'impact d'autres mécanismes et processus physiques dans le champ vaste de la physique stellaire.

Mon manuscrit de thèse s'organise en 6 chapitres :

Le premier chapitre présente le contexte général du travail ainsi que les notations et abréviations utilisées dans ce manuscrit.

Le deuxième chapitre se consacre à l'introduction du phénomène de la rotation stellaire, où après un bref historique et une succincte présentation de l'intérêt scientifique de l'étude de ce phénomène, j'expose le cas des rotateurs rapides ainsi que les forces qui animent une étoile à devenir et à en rester une. J'énumère les différents types de rotateurs, où je consacre tout un paragraphe aux étoiles dites Be, le groupe qui possède le taux de rotation le plus élevé, qui sont capables d'éjecter de la matière sous effet de la force centrifuge et de former un disque circumstellaire autour d'elles. Après un bref paragraphe sur l'éjection de la matière et la formation des environnements circumstellaires, je clos ce chapitre en parlant aussi d'autres types d'activités susceptibles d'engendrer des environnements circumstellaires.

Le troisième chapitre introduit les concepts et l'historique (en bref) de l'interférométrie, de la spectroscopie, ainsi que la fructueuse combinaison des deux techniques en astronomie ;

la spectro-interférométrie. Quelques instruments faisant appel à cette technique d'observation sont brièvement cités, en particulier l'instrument AMBER/VLTI grâce auquel nous avons pu observer, réduire/traiter et interpréter les données observées. Dans un paragraphe de ce chapitre, je décris surtout des spécificités d'AMBER, des observations, des observables interférométriques où je m'attarde un peu plus longuement sur la phase différentielle ϕ_{diff} , la réduction des données ainsi que des traitements de certains biais qui s'y attachent. A la fin de ce chapitre un poster résume les différents traitements de biais réalisés sur Achernar observée en 2009. Ces traitements nous ont permis de restreindre, avec CHARRON (CODE FOR HIGH ANGULAR RESOLUTION OF ROTATING OBJECTS IN NATURE), les paramètres fondamentaux de cette étoile et dont les résultats sont résumés dans un papier A&A dont je suis co-auteur (Domiciano de Souza et al. 2012a), à la fin de ce chapitre, juste après le poster cité ci-haut.

Le quatrième chapitre présente ma principale contribution à la communauté restreinte des "interférométristes" ; un code numérique que j'ai élaboré, dédié à l'étude des rotateurs et leur environnement proche en interférométrie différentielle (DI) ; SCIROCCO (Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects). Ce chapitre décrit l'approche théorique physique et de modélisation numérique que j'ai adoptée pour interpréter les mesures interférométriques avec AMBER/VLTI, qui a nécessité de mettre en place un ensemble d'outils et de techniques de réduction de données adaptés à mon modèle pour exploiter les mesures observées.

Le cinquième chapitre détaille les principaux résultats de mon code, à travers un article A&A, montrant l'étude menée et les résultats obtenus sur 4 rotateurs, où Hadjara et al. (2014) y est inclus. Une étude comparative de l'influence de certains paramètres physiques sur la phase différentielle ϕ_{diff} y est aussi consacrée.

Le sixième chapitre est dédié à toutes les possibilités de simulation de SCIROCCO, à savoir inclure les pulsations non-radiales, un disque circumstellaire, une tache et/ou une exoplanète autour de l'étoile en rotation. A la fin de ce chapitre j'inclus deux papiers (proceedings), qui détaillent une étude sur les rotateurs rapides avec et sans l'effet de la pulsation non radiale (SCIROCCO ; Hadjara et al. (2012) & SCIROCCO+ ; Hadjara et al. (2013)). Enfin j'y inclus un poster qui résume toute l'étendue d'application du code SCIROCCO.

Le septième chapitre clos mon manuscrit de thèse par une discussion, des conclusions et perspectives.

Une annexe est également rattachée à ce manuscrit, où je présente brièvement d'autres travaux scientifiques parallèles que j'ai dû mener ; à savoir une étude sur un instrument d'imagerie haute dynamique de détection directe d'Exoplanète (voir papier SPIE où mon nom y est en second auteur ; Allouche et al. (2012)), et un travail de reconstruction d'image sur Achernar (ième auteur dans un papier A&A Domiciano de Souza et al. (2014)).

La rotation au cœur de l'activité stellaire



Sommaire

2.1 La rotation	9
2.1.1 Rappel historique	9
2.1.2 Intérêt scientifique	14
2.1.3 Les rotateurs stellaires rapides	17
2.1.4 Les étoiles toupies ; les Be	21
2.2 Effet de la rotation sur la formation des enveloppes circumstellaires	24
2.3 Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires	26
2.3.1 Magnétisme	26
2.3.2 Vent radiatif	28
2.3.3 Binarité	29
2.3.4 Pulsations	31

2.1 La rotation

2.1.1 Rappel historique

Nées d'un nuage de gaz et de poussière tournoyant à très haute vitesse, sous forme de disque d'accrétion, toutes les étoiles se forment au début de leur vie avec un fort moment

cinétique. Par la suite seules les étoiles à zone convective, engendrant un fort champ magnétique par effet dynamo, ou ayant entretenus un champ magnétique fossile (Neiner et al. 2015) en formant une magnétosphère (comme les Ap), se retrouvent ralenties et finissent par perdre leur impressionnante vitesse de rotation. Ce fut le cas de notre Soleil par exemple (qui a une vitesse de rotation à l'équateur proche de $2\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$). Toutes les autres, i.e. celles qui ont un champ magnétique faible où inexistant, gardent leurs caractéristiques innées de grande vitesse de rotation. Ces dernières sont appelées : étoiles toupies ou bien rotateurs rapides.

Les premières tentatives d'observation de la rotation stellaire, furent réalisées sur notre étoile ; le Soleil. En effet, c'est dans les Manuscrits de prévisions astronomiques et météorologiques de l'empereur Zhu Gaoji des Mings, de l'état de Qi en 1425 qu'on retrouve la première illustration des taches solaires (Fig.2.1). Bien que ce soit au 4^{ème} siècle avant JC que les 3 astronomes chinois ; Shi Shen, Wu Xian & Gan De, élaborèrent le premier grand catalogue d'étoiles connu de l'humanité (catalogue antérieur à celui du Grec Hipparque de 200 ans). C'est là que furent mentionnées des observations de taches sur le Soleil par l'astronome chinois Gan De qui fut ainsi le premier à reconnaître les taches solaires comme phénomène purement solaire (non lié à l'atmosphère, à des obstacles naturels ou autres), reliant de ce fait le mouvement apparent des taches de la surface solaire à la rotation du Soleil (Bevington 1986; van Belle 2012). Tandis qu'à l'occident du 9^{ème} siècle, on considérait encore les taches solaires comme étant causées par des d'objets extérieurs au Soleil, tel qu'en témoigna le moine bénédictin Adelmus dans ses transcriptions d'observations des taches solaires, du 17 au 24 Mars 807 (Wilson 1917; Milone et al. 2008).



FIGURE 2.1 – Illustration de taches solaires provenant du manuscrit des prévisions astronomique et météorologique de l'empereur Zhu Gaoji (Xuanzong) des Ming, datant de 1425, et dont on pense qu'elle a été exécutée par la main de l'empereur lui-même. (Bibliothèque de l'Université de Cambridge).

Plus tard, les taches solaires furent scientifiquement et rigoureusement observées par Thomas Harriot (1560-1621), puis par Johann Fabricius (1587-1615) qui fut, en 1611,

le premier à publier une explication correcte du phénomène. Peu après ce fut Christophe Scheiner (1575-1650) qui publia ses "Lettres sur les taches solaires".

C'est en 1613 qu'une démonstration claire et rigoureuse fut apportée par Galilée (1564-1642) dans un texte considéré par les épistémologistes comme étant un texte exemplaire de travail scientifique, et dont voici un court extrait : "*Quand on n'ignore pas totalement la perspective, du changement apparent des figures et des vitesses du mouvement, il faut conclure que les taches sont contiguës au corps solaire et que, touchant sa surface, elles se meuvent avec lui ou sur lui (...). À preuve, leur mouvement : il paraît très lent au bord du disque solaire et plus rapide vers le centre ; autre preuve encore, la forme des taches : au bord de la circonférence elles paraissent beaucoup plus étroites qu'au centre ; c'est qu'au centre on les voit en majesté, telles qu'elles sont vraiment, alors que près de la circonférence, quand se dérobe la surface du globe, on les voit en raccourci*". (Galilée, "Dialogue sur les deux grands systèmes du monde")

C'est donc en ces termes de grande éloquence scientifique que Galilée, tout en s'affirmant en faveur de la théorie de Copernic et contre la vision de l'immuabilité aristotélicienne, qu'il apporta pour la toute première fois une preuve irréfutable de la rotation d'une étoile sur elle-même.

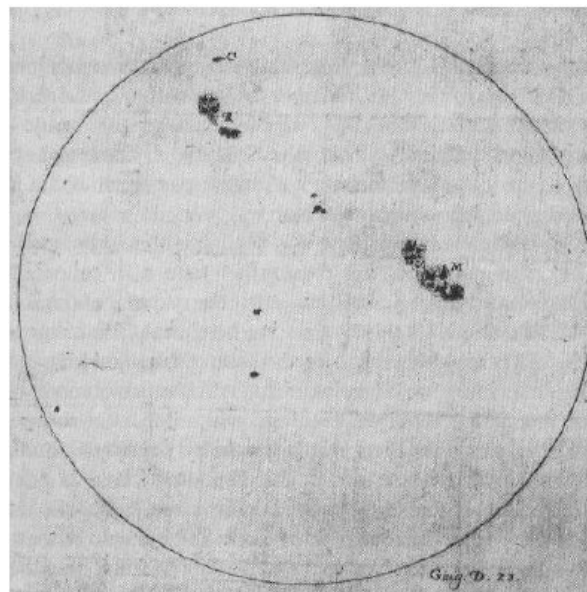


FIGURE 2.2 – Un dessin de taches solaires exécuté par la main de Galilée, paru en 1613, observées grâce la lunette qu'il avait inventée quelques années plus tôt et projetées sur un écran.

Fabricius observa aussi une variabilité de luminosité de l'astre Omicron Ceti (une étoile binaire de la constellation de la Baleine) sans apporter d'explication, étoile que l'astronome polonais Johannes Hevelius nomma Mira ("merveilleuse" ou "étonnante" en latin) plus tard au 17^{ième} siècle. Ce fut Ismail Bouillaud (1605 - 1694) qui observa par photométrie une régularité dans la variation lumineuse de cette étoile avec une périodicité de 333 jours. A l'époque ce phénomène fut interprété comme étant la rotation intrinsèque de l'étoile. Les travaux furent repris par Cassini, Fontenelle, et Miraldi (Brunet 1931) dans la même optique

avant que l'explication de la rotation intrinsèque soit abandonnée au 19^{ième} siècle, et que fut adoptée, pour Mira A, celle des variations de la transparence des couches extérieures de son atmosphère ¹.

200 ans après Galileo, en 1877, William de Wiveleslie Abney (1843-1920) proposa une hypothèse selon laquelle l'élargissement des raies spectrales observées sur l'étoile serait causé par la rotation axiale de celles-ci. Hermann Carl Vogel (1841-1907) qui fut le premier à déterminer la période de rotation du Soleil à l'aide de l'effet Doppler, contesta l'hypothèse d'Abney la même année, argumentant que dans le spectre observé par Abney, seule la raie d'Hydrogène était élargie en comparaison avec les autres raies qui semblaient rester relativement étroites. De nos jours on sait que pour la plupart des étoiles toutes les raies sont élargies par rotation.

En 1893, JR Holt proposa une méthode de mesure de la rotation d'étoiles basée sur la vitesse radiale. Il imagina ainsi que dans un système d'étoiles binaires, quand l'étoile secondaire éclipe sa primaire en rotation (dans son sens de rotation), le spectre observé de la primaire se décalera d'abord vers le rouge lorsque la première moitié sera éclipsée, puis le spectre se décalera vers le bleu à la deuxième moitié, ce qui provoquera un changement apparent de la vitesse radiale en plus de l'apport du mouvement orbital de l'étoile éclipsée (Triaud et al. 2013).

C'est dans l'astrophysique observationnelle en 1910 qu'une mesure réelle de l'effet de rotation sur raies spectrales fut réalisée, d'abord par Schlesinger (1871-1943) sur le système binaire λ Tauri - δ Librae. Ce fut la première mesure de la vitesse radiale apparente sur un rotateur.

Plus tard, en 1924 Rossiter et McLaughlin firent les mêmes observations du phénomène qui porte désormais leurs noms " effet Rossiter-McLaughlin " ou phénomène RM (Fig.2.3); couramment observé par transit exoplanétaire pour sonder l'alignement du plan orbital par rapport à l'axe de rotation de l'étoile (voir, par exemple, Winn et al. (2005)).

En 1929 Shajn et Struve prédirent la forme des raies spécifiques attendue par élargissement Doppler rotationnel (Shajn & Struve 1929). Bien que là aussi l'observation de cet effet fut attendu pour les binaires, il fut une bonne prédiction pour la rotation d'étoiles solitaires, ce qui permit à Elvey en 1930 d'observer via cet effet et de publier une première liste de vitesses de rotation, ce qui marqua cette décennie-là de rapides progrès observationnels (Elvey 1930).

A la même époque, von Zeipel (1924a,b) démontra, avec l'hypothèse d'une rotation d'un corps rigide, que la luminosité de surface locale est proportionnelle à la gravité locale effective en tout point sur une étoile, ce qui se traduit pour une étoile en rotation, par une température plus élevée aux pôles qu'à l'équateur.

1. Au minimum de l'activité lumineuse de l'étoile, des molécules de gaz et de poussières absorbent le rayonnement visible et rayonnent dans l'infrarouge. Dans la phase de dilatation, une onde de choc dissocie les molécules et les poussières de l'atmosphère, qui redevient transparent au rayonnement visible. Lorsque l'atmosphère se refroidit, les molécules se recombinent et les poussières se condensent à nouveau, bloquant ainsi le rayonnement visible.

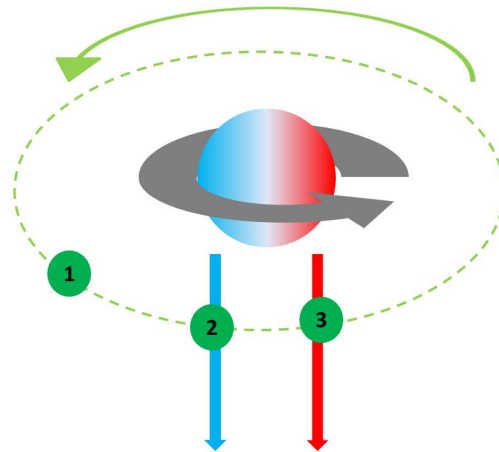


FIGURE 2.3 – Figure descriptive de l'effet Rossiter-McLaughlin. Système d'étoiles binaires, où l'étoile primaire est en rotation et autour de laquelle révolutionne une l'étoile secondaire (dans le sens de rotation de la primaire). Quand la secondaire éclipe la première moitié de sa primaire, le spectre observé se décalera d'abord vers le rouge (position 2), puis vers le bleu à la deuxième moitié (position 3).

En 1931 Struve et Elvey ([Struve & Elvey 1931](#)) réussirent à formuler un lien entre le taux de rotation d'une étoile et son type spectral, constatant ainsi que les étoiles de type A sont les plus susceptibles d'être des rotateurs rapides ; [Westgate \(1933a,b, 1934\)](#) publia un vaste catalogue d'observation pour des centaines d'étoiles de types spectraux de O à F.

Par la suite, dans une douzaine d'articles entre 1949 et 1956, Slettebak avait découvert que les rotateurs les plus rapides se trouvaient parmi les étoiles Be, et établi une relation entre la rotation et la masse. En 1949, Slettebak s'appuyant sur les prédictions de "l'effet von Zeipel" déduisit les premières modifications de forme des raies spectrales de rotateurs rapides brillants.²

[Harrington & Collins \(1968\)](#) caractérisèrent la polarisation intrinsèque des rotateurs rapides de type "précoce", et [Collins & Sonneborn \(1977\)](#) démontrèrent que les rotateurs rapides étaient 2 à 3 fois plus présents que prévu dans la séquence principale du diagramme HR.

Dans l'ensemble, la position apparente des étoiles sur le diagramme HR est nettement affectée (par exemple les sous-types B2-3) en comparant les étoiles en rotation rapide de leur homologues non-rotatives (voir [Slettebak et al. \(1980\)](#) ; [Collins & Smith \(1985\)](#), et références qui y sont). Slettebak (1985) publia l'histoire détaillée du profil de raie avec analyse et traitement approfondi du sujet.

La gyrochronologie ([Barnes 2003](#)) relie l'âge d'une étoile (type solaire i.e. de faible masse) à sa rotation, est aussi un élément important de la rotation stellaire. Ainsi, pour les

2. Implications qui ont été développées en détail dans [Collins \(1963, 1965\)](#) pour l'émission dans le continuum, et [Collins & Harrington \(1966a\)](#), qui incorporent une distorsion de la forme, des effets d'aspect, de la gravité, de l'assombrissement centre-bord, et de la variation latitudinale dans le calcul des profils $H\beta$.

étoiles froides de la séquence principale du diagramme HR, une relation connue sous le nom de loi de Skumanich (Tassoul 2000) prédit que la vitesse de rotation équatoriale Ω_{eq} perçue d'une étoile est inversement proportionnelle à la racine carrée de son âge t (Skumanich 1972).

La rotation stellaire fut mesurée pour la première fois en interférométrie, à partir du déplacement du photo-centre (le terme au premier ordre de la phase différentielle selon le développement de Mac Lauren (Jankov et al. 2001)), par Lagarde & Petrov en 1994 (Lagarde 1994), sur l'étoile Aldébaran (α Tau), rotateur lent de la constellation du Taureau, observé en 1988 à l'OHP sur un télescope de 152 cm via une méthode d'observation appelée Interférométrie Différentielle des Tavelures (IDT).

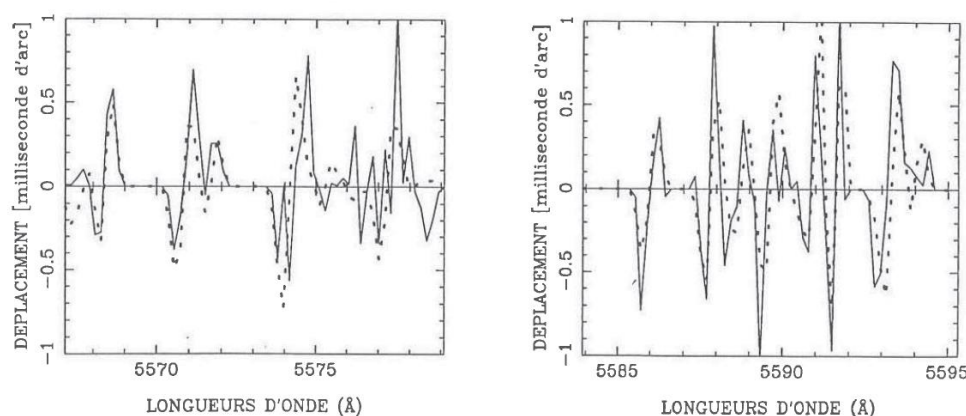


FIGURE 2.4 – Déplacement photo-centre simulé (en pointillés) et mesuré (en ligne continue) sur le rotateur lent Aldébaran par IDT. $v_{eq} \sin i$ déduit : $5.8 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$ (Lagarde 1994)

Depuis cette date, plusieurs observations et mesures interférométriques furent menées sur les rotateurs rapides, que le Tab. 2.1 ci-dessous récapitule de manière succincte. Un historique détaillé sur la rotation stellaire a été produit par Tassoul (2000).

2.1.2 Intérêt scientifique

Le paramètre du moment angulaire est de plus en plus intégré dans la modélisation stellaire en même temps que les autres paramètres tels que la masse, les abondances chimiques et le champ magnétique par exemple. Ceci entraîne une plus grande précision dans le classement des étoiles dans le diagramme HR basé sur leurs abondances chimiques, la métallicité plus précisément, ainsi que l'hélium et l'azote (He & N) pour les étoiles type géantes/super-géantes.

La rotation peut directement entraîner d'importantes conséquences sur la physique des étoiles, telles que :

- Une altération du moment angulaire interne ainsi que la distribution des éléments chimiques, provoquée par une amplification du mouvement de flux de matière, de type turbulence et circulation méridionale, impactant aussi la physique de l'atmosphère stellaire

TABLE 2.1 – Résumé de résultats d'observations sur les rotateurs rapides à ce jour (inspiré de van Belle (2012)).

Étoiles	Type spectral	Vitesse v km.s ⁻¹	Inclinaison i (°)	v/v_{crit}	Ω/Ω_{crit}	Orientation PA_{rot} (°)	Assombrissement gravitationnel β	T_{pol} (K)	T_{eq} (K)	R_{pol} (R_{\odot})	R_{eq} (R_{\odot})	Aplatissement R_{eq}/R_{pol}	Ref
Achernar (α Eri)	B3Vpe	225 ^a 298±9	>50 101.5±5.2	0.79-0.96 0.96±0.03		39±1 34.9±1.6	0.25 (fixé) 0.20 (fixé)	20000 (fixé) 18013 ⁺¹⁴¹ ₋₁₇₁	9500-14800 9955 ⁺¹¹¹⁵ ₋₂₃₃₉	8.3-9.5 8.0±0.4	12.0±0.4 11.6±0.3	1.56±0.05 1.45±0.04	(5) (12)
Regulus (α Leo)	B8IVn	317±3 336 ⁺¹⁶ ₋₂₄	90 ⁺⁰ ₋₁₅ 86.3 ^{+1.0} _{-1.6}	0.86±0.03 0.839±0.030	0.974±0.043 0.962 ^{+0.014} _{-0.026}	85.5±2.8 258 ⁺² ₋₁	0.25±0.11 0.188 ^{+0.012c} _{-0.029}	15400±1000 14520 ⁺⁵⁵⁰ ₋₆₉₀	10300±1000 11010 ⁺⁴²⁰ ₋₅₂₀	3.14±0.06 3.22 ^{+0.05} _{-0.04}	4.16±0.08 4.21 ^{+0.07} _{-0.06}	1.325±0.036 1.307±0.030	(8) (11)
Vega (α Lyr)	A0V	270±15 274±14	4.7±0.3 4.54±0.33	0.746±0.034 0.769±0.021	0.91±0.03 0.921±0.021	Non cité 8.6±2.7	0.25 (fixé) 0.25 (?; fixé)	10500±100 9988±61	8250 ⁺⁴¹⁵ ₋₃₁₅ 7557±261	2.26±0.07 2.306±0.031	2.78±0.02 2.873±0.026	1.230±0.039 1.246±0.020	(6) (7)
Rasalhague (α Oph)	A5IV	237	87.70±0.43	0.709±0.011	0.885±0.011	-53.88±1.23	0.25 (fixé)	9300±150	7460±100	2.390±0.014	2.871±0.020	1.201±0.011	(9)
Altair (α Aql)	A7IV-V	$v_{eq} \sin i = 210 \pm 13, i > 30$				-68.4±6.2 ^b 35±18	Non appliqué Voir ^d	7680±90 7750 (fixé)		1.8868±0.0066			(1) (2)
Alderamin (α Cep)	A7IV-V	273±13 285±10	~64 57.2±1.9	0.729±0.019 0.764±0.008	0.90±0.02 0.923±0.006	123.2±2.8 -61.8±0.8	0.25 (fixé) 0.19±0.012 ^c	8740±140 8450±140	6890±60 6860±150	1.636±0.022 1.634±0.011	1.988±0.009 2.029±0.007	1.215±0.017 1.242±0.009	(3) (4)
Caph (β Cas)	F2III-IV	283±19 225 72.4 ^{+1.5} _{-3.5}	88.2 ^{+1.8} _{-13.3} 55.70±6.23 19.9 ^{+1.9} _{-1.9}	0.8287 ^{+0.0382} _{-0.0232} 0.795±0.025 0.760±0.040	0.958±0.068 0.941±0.020 0.920 ^{+0.024} _{-0.034}	3±10 -178.84±4.28 -7.09 ^{+2.24} _{-2.40}	0.084 ^{+0.026} _{-0.049} 0.216±0.021 ^c 0.146 ^{+0.013c} _{-0.007}	8440+430-700 8588±300 7208 ⁺⁴² ₋₂₄	~7600 6574±200 6167 ⁺³⁶ ₋₂₁	2.175±0.046 2.162±0.036 3.06 ^{+0.08} _{-0.07}	2.82±0.10 2.74±0.044 3.79 ^{+0.10} _{-0.09}	1.297±0.054 1.267±0.029 1.239±0.046	(10) (9) (11)

^a Fixé par Slettebak (1982)

^b Reflète une correction des coordonnées u.v. où PA_{rot} prend donc la valeur de -21.6 ± 6.2 ; la physique ne se trouve nullement affectée ici

^c Deuxième solution avec $\beta = 0.25$ (fixé) ont également été présentés dans ce papier

^d Les auteurs ont appliqué une répartition asymétrique de la luminosité à hauteur de $\sim 5\%$ pour simuler l'effet de l'assombrissement gravitationnel

(1) van Belle et al. (2001), (2) Ohishi et al. (2004), (3) Peterson et al. (2006a), (4) Monnier et al. (2007), (5) Domiciano de Souza et al. (2003), (6) Aufdenberg et al. (2006), (7) Peterson et al. (2006b), (8) McAlister et al. (2005), (9) Zhao et al. (2009), (10) van Belle et al. (2006), (11) Che et al. (2011), (12) Domiciano de Souza et al. (2012a).

comme la distribution de température et de gravité, ce qui peut entraîner une possible perte de masse et du moment angulaire.

- Une modification des caractéristiques hydrostatiques ainsi qu'une diminution de la pression interne de l'étoile, causée par une force centrifuge importante, entraînant une variation du type spectral apparent et un rallongement du temps évolutif de l'étoile.

Tel qu'on a pu le voir dans le bref historique cité plus haut, seules deux méthodes ont été principalement utilisées au XX^{ième} siècle pour la mesure de la rotation stellaire : la mesure temporelle photométrique et/ou spectroscopique à l'aide d'irrégularités surfaciques de l'étoile en rotation (taches par exemple), et la mesure de l'élargissement Doppler de raies spectrales issues de la rotation. L'élargissement (en supposant une rotation rigide) qui nous renseigne sur la quantité $v_{eq} \sin i$ (vitesse linéaire équatoriale projetée le long de la ligne de visée (Fig.4.1)) est une conséquence directe de la rotation, car ce phénomène est très important pour l'observation astronomique, étant donné que la vitesse linéaire est maximale à l'équateur et nulle aux pôles. Par exemple et tout récemment [Peterson et al. \(2006b\)](#) et [Aufdenberg et al. \(2006\)](#) ont découvert que Vega, une étoile référence de notre voute céleste, est en fait un rotateur rapide vu par le pôle.

Des études statistiques spectroscopiques ont maintes fois été menées sur la rotation stellaire ([Slettebak 1970](#)), montrant par exemple aucun lien entre l'inclinaison des étoiles et leur position dans la galaxie. La quantité $v_{eq} \sin i$ peut dépasser 100 km.s^{-1} pour certaines étoiles de type spectral O, B et A. Tandis que les étoiles plus tardives (au delà du type A5V) perdent leur moment angulaire par freinage magnétique, engendré par la zone convective ou par la magnétosphère, et provoquant une perte de particules ionisées véhiculées par un vent stellaire qui suit des lignes de champ pouvant atteindre plusieurs rayons stellaires et qui accompagnent le mouvement rotatif du rotateur ([Schatzman 1962](#)).

D'une manière générale, plus la métallicité est élevée dans une étoile, plus celle-ci subit le freinage magnétique. C'est ce qui est illustré dans la Fig. 2.5 (en compagnie du diagramme HR) avec les étoiles A, B et F ayant respectivement des raies métalliques (Am, Ap, Bp & Fm), à l'inverse des étoiles Be qui peuvent atteindre des vitesses de rotation avoisinant les 500 km.s^{-1} . Plusieurs catalogues dédiés à la rotation stellaire peuvent être consultés en ligne sur le site internet du CDS (Centre de Données astronomique de Strasbourg)³.

Aussi, avec l'avancée constante des techniques d'observation, on accroît notre compréhension de la rotation stellaire et ses conséquences sur l'évolution stellaire, à la fois quantitativement et qualitativement. Du point de vue interférométrique, on a pu récemment faire des reconstructions d'images d'étoiles en rotation faisant apparaître de manière directe, leur forme aplatie, le gradient de température entre les pôles et l'équateur (l'effet von Zeipel), ainsi que la complexité de leur atmosphère (e.g. [Monnier et al. \(2007\)](#)). Un récapitulatif de l'historique ainsi que des récentes et importantes découvertes concernant les rotateurs rapides et la rotation stellaire fut publié par [van Belle \(2012\)](#).

Mon travail de thèse se concentre essentiellement sur la rotation stellaire et sur l'observation interférométrique longue base. Dans le chapitre 4, je décris le code que j'ai développé

3. <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

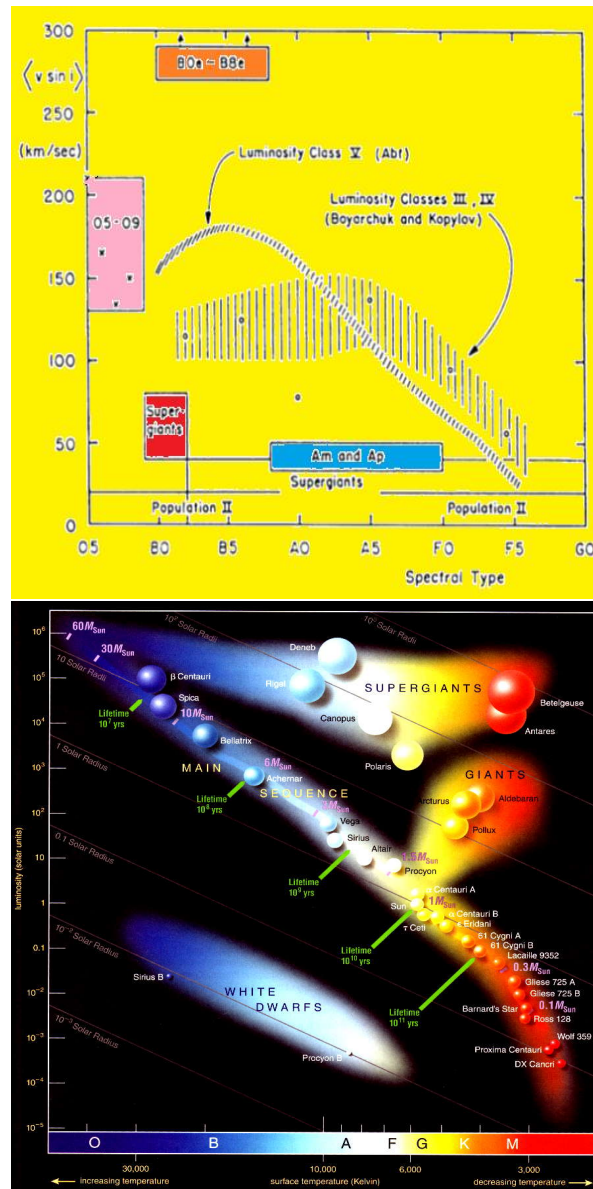


FIGURE 2.5 – **En haut** : Une figure qui montre la répartition des vitesses des rotateurs stellaires selon leur type spectral, et **En bas** : Un diagramme HR.

afin d'étudier l'effet de la variation de certains paramètres fondamentaux stellaires sur des observables interférométriques, plus particulièrement la phase différentielle.

J'ai pu valider cette étude sur des données AMBER/VLTI de plusieurs étoiles : Achernar, Altair, δ Aquilae et Fomalhaut.

2.1.3 Les rotateurs stellaires rapides

C'est la force centrifuge qui caractérise le plus tout rotateur rapide. En effet toute étoile en équilibre est soumise à deux forces principales qui se stabilisent mutuellement ; la force de pression (radiative et hydrodynamique) qui tend à faire exploser l'étoile, et la force de gravité qui tend à la faire implorer. Dans le cas des rotateurs rapides, la force centrifuge s'impose

donc d'elle même comme troisième force au côté des deux précédentes. De plus, cette force induit d'importantes transformations dans l'évolution et la structure du rotateur rapide. C'est donc à cet effet que fut introduite une notion quantitative importante, qui sert à déterminer à partir de quel seuil la force centrifuge d'une étoile est considérée assez importante pour que cette dernière soit classée comme un rotateur rapide. Cette quantité est la vitesse critique à l'équateur stellaire :

$$v_{crit} = \sqrt{\frac{GM_*}{R_{eq,crit}}} \quad (2.1)$$

où G est la constante gravitationnelle, M_* la masse de l'étoile et $R_{eq,crit}$ le rayon équatorial à la vitesse critique. Comme exemple concret prenons les étoiles Be (les rotateurs non dégénérés les plus rapides de l'univers). Celles-ci peuvent atteindre une vitesse de rotation équatoriale $v_{eq,rot}$ de l'ordre de 90% à 95% de leur vitesse critique $v_{eq,crit}$ (Stoeckley 1968; Frémat et al. 2005). Cependant il faut noter que certaines études (Slettebak 1982; Porter 1996; Yudin 2001; Townsend et al. 2004) contredisent ces chiffres et estiment un $v_{eq,rot}$ autour de 50% à 80% de $v_{eq,crit}$. Le plus souvent, la vitesse de rotation à la surface d'une étoile est différentielle, i.e. qu'elle varie selon la latitude. Elle est maximale à l'équateur et nulle aux pôles, sans oublier que dans le cas d'une vitesse de rotation non nulle la photosphère de l'étoile est déformée et n'est plus sphérique mais plutôt ellipsoïdale (nommée ellipsoïde de McLaurin, voir le chapitre "stellar rotation" de Tassoul (2000)), le grand axe étant situé le long de l'équateur et le petit axe le long de l'axe de rotation de l'étoile (traversant l'étoile d'un pôle à un autre). Le modèle d'une forme d'ellipsoïde de révolution s'applique assez bien dans le cas d'une force centrifuge inférieure à la force gravitationnelle de l'étoile. Quand la force centrifuge s'approche de la force gravitationnelle, i.e. les deux forces se compensent, la forme de l'étoile est plutôt sous forme de modèle de Roche (voir Fig.2.6 ci-dessous). Au-delà, et quand la force centrifuge est supérieure à la force gravitationnelle, l'étoile commence à perdre de la matière.

La question qui nous vient automatiquement à l'esprit à ce stade est : "à partir de quelle vitesse de rotation une étoile peut-elle être classée comme un rotateur rapide ?". Pour y répondre nous faisons appel à l'estimateur de rotation critique le plus souvent utilisé E_c , faisant appel aux vitesses angulaires avec :

$$E_c = \frac{\Omega_{eq}}{\Omega_{crit}} \quad (2.2)$$

où Ω_{eq} est la vitesse angulaire équatoriale de l'étoile et Ω_{crit} la vitesse angulaire équatoriale critique au-delà de laquelle l'étoile perd sa cohésion gravitationnelle. Pour $E_c = 0$ l'étoile ne tourne pas et pour $E_c = 1$ la vitesse de rotation de l'étoile a atteint le stade critique ($v_{eq} = v_{eq,crit}$). D'un autre côté, on peut aussi utiliser un autre estimateur de la rotation critique, faisant appel celui-là aux forces ; L'estimateur η , qu'on définit comme suit :

$$\eta = \frac{F_{centrifuge}}{F_{gravitationnelle}} \quad (2.3)$$

où $F_{centrifuge} = m\Omega_{eq}^2 R_{eq}$ est la force centrifuge causée par la rotation de l'étoile et $F_{gravitationnelle} = \frac{GmM_*}{R_{eq}^2}$ la force gravitationnelle engendrée par la masse m à volume élémentaire

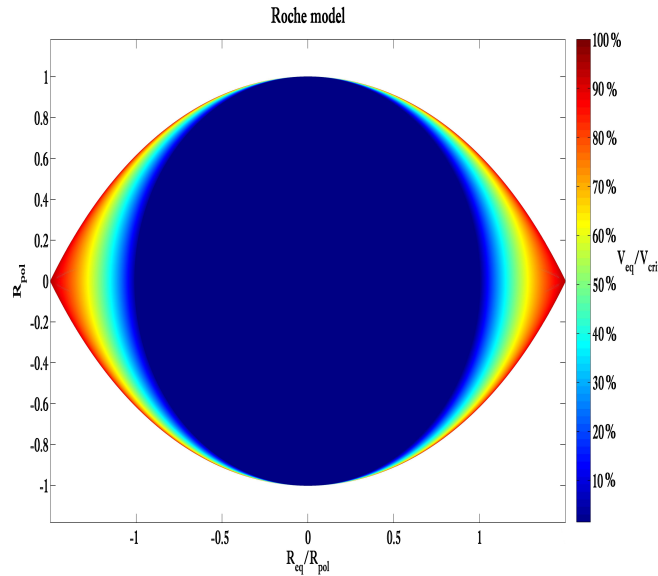


FIGURE 2.6 – Aplatissement d’une étoile pour différentes vitesses interprété par le modèle de Roche. Au centre (en bleu foncé) l’étoile qui ne tourne pas ($v_{eq} = 0$) est parfaitement sphérique (son rayon polaire et équatorial sont identique ($R_{eq} = R_{pol}$)). Plus l’étoile tourne vite sur elle-même plus son rayon équatorial augmente la rendant de forme aplatie ($R_{eq} > R_{pol}$), jusqu’à se rapprocher ainsi de sa vitesse critique (Eq.(2.1)) -en rouge foncé- et au-delà l’étoile perd de la matière.

localisée à l’équateur de l’étoile. Ω_{eq} est la vitesse angulaire $\Omega_{eq} = \frac{v_{eq}}{R_{eq}}$, v_{eq} et R_{eq} sont respectivement la vitesse de rotation équatoriale et le rayon équatorial de l’étoile. Ainsi l’étoile a atteint une rotation critique pour $\eta = 1$, et est au repos pour $\eta = 0$. En remplaçant les forces centrifuge et gravitationnelle par leurs expressions respectives, η s’écrit sous la forme (Zorec et al. 2011) :

$$\eta = \frac{\Omega_{eq}^2 R_e^3}{GM_*} \quad (2.4)$$

Avec M_* la masse de l’étoile et G la constante de gravitation. Ainsi après quelques petites manipulations mathématiques et sachant que $\Omega_{eq,crit} = \frac{v_{eq,crit}}{R_{eq,crit}}$, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{eq}}{\Omega_{crit}} &= \sqrt{\eta \frac{R_{crit}^3}{R_{eq}^3}} \\ \frac{v_{eq}}{v_{crit}} &= \sqrt{\eta \frac{R_{crit}}{R_{eq}}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Delaa et al. (2011) démontra via les équations de Zorec et al. (2011) qu’aucune relation linéaire n’existait entre $\frac{v_{eq}}{v_{crit}}$ (ou $\frac{\Omega_{eq}}{\Omega_{crit}}$) et η . Lorsque la vitesse de rotation est 0.9 de la vitesse critique, i.e. le rapport $E_c = \frac{\Omega_{eq}}{\Omega_{crit}} = 90\%$ (ce qui est élevé), la force centrifuge elle n’est, en fait qu’à 50% de la force gravitationnelle (i.e. η lui n’est qu’autour des 50%), ce qui nous permet d’affirmer que le rapport E_c n’est pas un bon estimateur de rotateur en état critique ou pas.

Ainsi généralement, on commence à considérer une étoile comme un rotateur rapide à partir du moment où la rotation de celle-ci est assez importante pour que :

1. L'étoile devienne aplatie géométriquement.
2. Un gradient de gravité et de température effective commence à apparaître entre l'équateur et les pôles. On appelle cet effet l'assombrissement gravitationnel (e.g. von Zeipel (1924a); Connon Smith & Worley (1974); Kippenhahn (1977); Maeder (1999)).

Par conséquent toute étoile ayant un $E_c > 20\%$ peut être considérée comme un rotateur rapide. Pour $E_c > 80\%$, l'étoile, en rotation rapide, est soumise à d'importantes modifications physiques dont certaines sont directement mesurables par observation, comme par exemple :

- L'étoile qui s'élargit selon son équateur et donnant l'impression de s'aplatir fortement le long de son axe de rotation (la symétrie ici n'est plus sphérique mais azimutale par rapport à l'axe de rotation).
- Un gradient de gravité et de température effective apparaît entre l'équateur et les pôles. C'est l'effet de l'assombrissement gravitationnel (e.g. von Zeipel (1924a); Connon Smith & Worley (1974); Kippenhahn (1977); Maeder (1999)). Cet effet entraîne une réduction de la largeur à mi-hauteur des raies dans le domaine de l'ultraviolet (une différence par rapport au visible qui peut atteindre 200 km.s^{-1} (Hutchings & Stoeckley 1977)), ce qui peut être un bon moyen d'estimation de l'axe de rotation et de l'inclinaison de l'étoile (Hutchings et al. 1979).
- L'assombrissement gravitationnel provoque un surplus infrarouge dans le flux mesuré (Collins & Sonneborn 1977).
- Un classement erroné de l'étoile, du fait de sa rotation rapide, et de son inclinaison qui influencent énormément le flux observé (e.g. Maeder & Peytremann (1972)), entraînant une mauvaise interprétation du type spectral de l'étoile observée, dans un intervalle de la séquence principale du diagramme HR, pouvant atteindre la famille des étoiles géantes (Collins & Harrington 1966b).
- En plus d'un flux polarisé, les raies spectrales différemment dépendantes de la température et de la gravité se distribuent de manière inhomogène sur l'étoile, rendant tout classement spectral relatif à ses raies totalement erroné (Collins 1974).
- Sans oublier les circulations méridionales et autres turbulences dues à des mouvements de masses, provoquant des taux de mélanges chimiques de plus en plus importants au fur et à mesure que le rotateur est de plus en plus rapide. La circulation méridionale, qui peut aussi enrichir le cœur de l'étoile en Hydrogène, augmentant de ce fait la durée de sa vie, comme elle alimente aussi les couches extérieures de celle-ci en métaux, transférant le moment angulaire du cœur (là où il était à l'origine plus important qu'à la surface) vers la photosphère, et inversant le gradient radial de rotation initiale (Meynet & Maeder 2000; Ekström et al. 2008).

Il est tout à fait primordial de rappeler que l'axe de rotation d'un rotateur rapide peut être quelconque par rapport à l'observateur (il est même rare qu'il soit aligné avec l'axe de visée). De ce fait, toute mesure indirectement déduite et/ou directement observée, telle que celles des rayons (équatorial ou polaire), des températures effectives, de la gravité de surface et/ou de la luminosité, doit être interprétée avec la plus grande des prudences (pour plus de détails voir les chapitres 4 & 5).

Tel que nous avons pu le voir plus haut, les étoiles du type Be sont considérées comme étant les étoiles tournant le plus rapidement. Cependant il existe un type d'étoile appelé "étoiles dégénérées" qui, après que leur noyau ait terminé de consommer leurs combustibles par fusion thermonucléaire, évolue en une forme condensée de matière dégénérée (faisant intervenir le principe d'exclusion de Pauli à l'échelle macroscopique) pouvant acquérir un très fort moment cinétique. Ce processus intervient sur des étoiles en fin de vie, à l'instar d'une patineuse artistique qui replie ses bras. Plus l'étoile s'effondre sur elle-même de manière importante, plus elle subit une augmentation drastique de sa rotation. Parmi ces étoiles dégénérées, on peut citer ; les naines blanches, les étoiles à neutrons et les trous noirs.

Pour clore ce chapitre important, il serait tout fait inapproprié de ne pas parler de manière plus étendue du phénomène Be. C'est donc à cela que sera consacré le sous chapitre suivant.

2.1.4 Les étoiles toupies ; les Be

"... Mais parmi le nombre très considérable des étoiles examinées, je trouve une exception bien singulière. L'étoile γ Cassiopée est parfaitement complémentaire de ce type, et au lieu d'avoir une raie obscure à la place F, elle a une bande lumineuse d'une longueur sensible. Il est facile de s'en convaincre, et en regardant β Cassiopée qui est du premier type ordinaire et en portant ensuite l'instrument sur γ Cassiopée : on voit qu'à la place de la raie noire de la première on a une raie brillante dans la seconde. Après avoir beaucoup cherché si cette exception se présentait pour d'autres étoiles, je viens d'en trouver une autre, c'est β Lyre ; mais sa raie est très fine et très difficile à voir. Ces exceptions si peu nombreuses méritent toute l'attention des théoriciens. Car s'il est vrai que les raies noires sont dues à une absorption par une certaine substance (l'hydrogène dans le cas actuel), ici nous trouvons la lumière directe émanée de cette substance ; cela prouverait ce que nous avons avancé ailleurs, que toutes les raies ne sont pas produites par simple absorption..."

Père Angelo Secchi, Rome, 8 septembre 1866.

C'est en ces termes que le Père Angelo Secchi avait posé sans le savoir le problème du phénomène Be, le 8 septembre 1866 à Rome, dans la revue *Astronomische Nachrichten*, en observant pour la première fois de mystérieuses émissions, inexpliquées à l'époque, de la raie F de Fraunhofer ($H\beta$ correspondant à la transition entre les niveaux 4 et 2 de l'atome d'hydrogène), sur les deux étoiles γ Cassiopée et β Lyre.

Mise à part la raie $H\alpha$, le père Secchi observa par spectroscopie l'effet de l'émission sur toute la série de Balmer (transition, dans l'atome d'hydrogène, des niveaux supérieurs vers le niveau 2).

Une année plus tard, en 1867, MM. Wolf et Rayet s'exprimèrent ainsi au sujet d'une observation sur l'étoile P-Cygni, presque semblable à celle de γ Cas : *" Parmi les nombreuses étoiles dont la lumière a été étudiée à l'aide d'un prisme, on n'en connaît qu'une seule, Gamma de Cassiopée, dont le spectre offre constamment des lignes brillantes. Nous avons l'honneur de signaler à l'Académie l'existence de semblables lignes dans trois étoiles de*

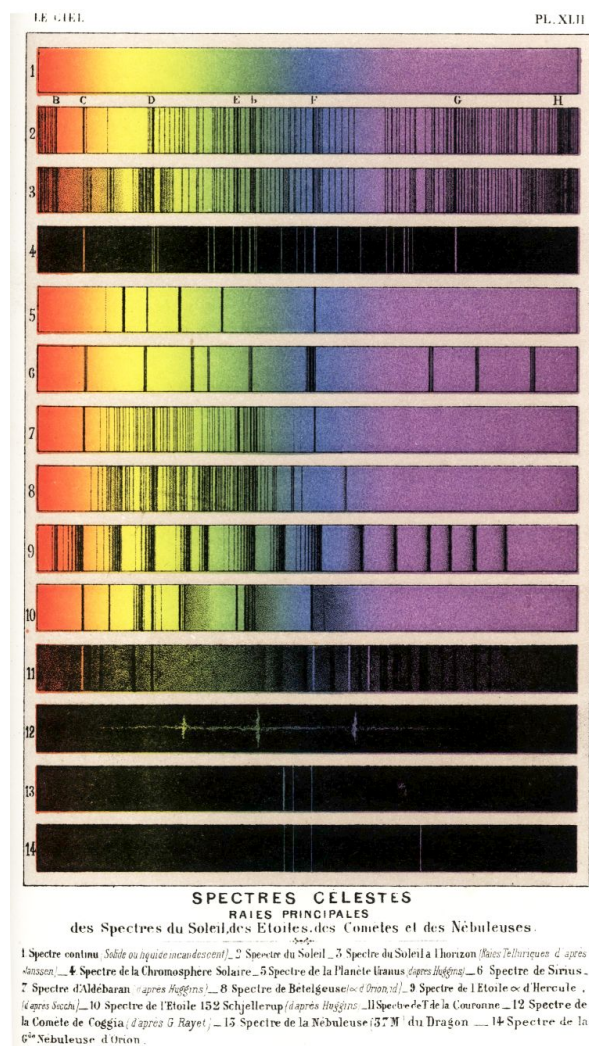


FIGURE 2.7 – Différents spectres stellaires observés par l'astronome italien Secchi au XIXe siècle. Crédit : Bibliothèque de l'Observatoire de Paris.

la constellation du Cygne... Leur spectre se compose d'un fond éclairé dont les couleurs sont à peine visibles. Tous trois présentent une série de lignes brillantes. L'identification des lignes lumineuses de ces étoiles avec celles des spectres des gaz incandescents nous a été impossible..." (Comptes rendus de l'Académie des sciences, 1867, vol 65, p. 292)

Bien que présentant des raies à forte brillance, le spectre de P-Cygni (ainsi que d'autres étoiles de ce type découvertes ultérieurement) était suffisamment différent des Be, pour que ce type d'étoiles, baptisées ultérieurement étoiles Wolf-Rayet en hommage à ceux qui les ont découvertes en premier, soit classé à part.

Toujours en 1867, Huggins, qui échangeait souvent avec Secchi, reprit l'observation de γ Cassiopée et releva que $H\alpha$ était en émission également. Par la suite plusieurs autres observations firent état de ce phénomène de raies brillantes sur certaines étoiles, où elles furent recensées dans les revues spécialisées comme "étoiles à raie d'émission" (emission line stars), avant que la communauté scientifique adopte la classification stellaire d'Harvard (OBAFGKM) développée par Henry Draper au 19^{ème} siècle. En 1926, Svein Rosseland ,

présenta un essai de 4 scénarios possibles et assez complexe pour interpréter la physique d'excitation susceptible d'engendrer ces fameuses raies en émission ; Un rayonnement occasionné par des températures et pressions excessives, l'introduction d'un rayonnement d'origine externe dans l'atmosphère de l'étoile, une volumineuse atmosphère en équilibre thermique, et l'existence de régions extrêmement chaudes dans une atmosphère en déséquilibre hydrostatique.

Mais ce n'est qu'en 1931 qu'Otto Struve ([Struve 1931](#)) présenta une hypothèse simple et limpide pour expliquer le phénomène Be et leurs raies en émission. Il attribua de facto une enveloppe gazeuse (ou une nébuleuse) autour de l'étoile, où il compara de manière imagée l'apparence d'une étoile Be à la planète Saturne, mais aplatie par une rotation rapide (s'inspirant sans doute du travail de Sir [Jeans \(1928\)](#) qui démontra qu'un corps gazeux en rotation rapide pouvait éjecter le long de son équateur). Il décrivit ainsi un rotateur critique de forme altéré par une force centrifuge élevée et projetant de la matière à hauteur de son plan équatorial, qui forme autour de l'étoile un anneau de gaz en mouvement Képlérien.

Le modèle d'une enveloppe de gaz entourant une étoile critique centrale, ou de disque de décretion (décretion car émanant de l'étoile par analogie au terme disque d'accrétion qui lui peut produire une étoile sous certaines conditions ou indiquer de la matière tombant sur l'étoile), tel que proposé par Struve, fut assez vite accepté et repris par les astronomes et les astrophysiciens, à l'opposé de l'explication traitant de la forme du disque circumstellaire qui suscita de nombreux débats passionnants au sein de la communauté scientifique. En effet, après le développement des méthodes d'observation (dans les années 50) autres que spectroscopique, on constata une variabilité dans l'intensité des ailes rouge et bleu des raies Balmer en émission dans ces étoiles là, directement liée à la forme du disque circumstellaire entourant l'étoile ainsi qu'à l'interaction de ces derniers (étoile-disque).

Plusieurs modèles plus ou moins compliqués ont été élaborés et proposés, en passant par des modèles d'anneaux (tel que proposé par Struve) mais elliptiques (e.g. [McLaughlin \(1961b,a\)](#) et [Huang \(1973\)](#)) ou bien des modèles d'enveloppe sphérique dont le plus fameux sont ceux de [Marlborough \(1976\)](#) et [Poeckert \(1982\)](#) qui ont depuis été largement adoptés. Ce n'est que dans les années 80 et avec l'avènement de l'interférométrie que l'aplatissement de l'enveloppe a pu être avéré et mesuré.

En 1982 Tomakazu Kogure et Ryuko Hirata classèrent les étoiles Be selon l'angle de vue en trois catégories bien distinctes : les étoiles "Be-shell" quand la ligne de visée est équatoriale ; les étoiles "Be-pole on" vues du pôle ; et les "Be" simplement classées entre les deux (voir le schéma ci-dessous [Fig. 2.8](#)) ([Slettebak 1988](#)).

Dans les années 70 des étoiles Be possédant des raies interdites à faible émission furent observées avec un excès infrarouge. Conti suggéra de noter cette nouvelle classe de Be aux raies interdites par notation B[e], lors du colloque IAU " Be and shell stars " de 1976. Cette classe est répartie dans le diagramme HR entre les Be dites "classique" et les supergéantes enveloppées de gaz et de poussière.

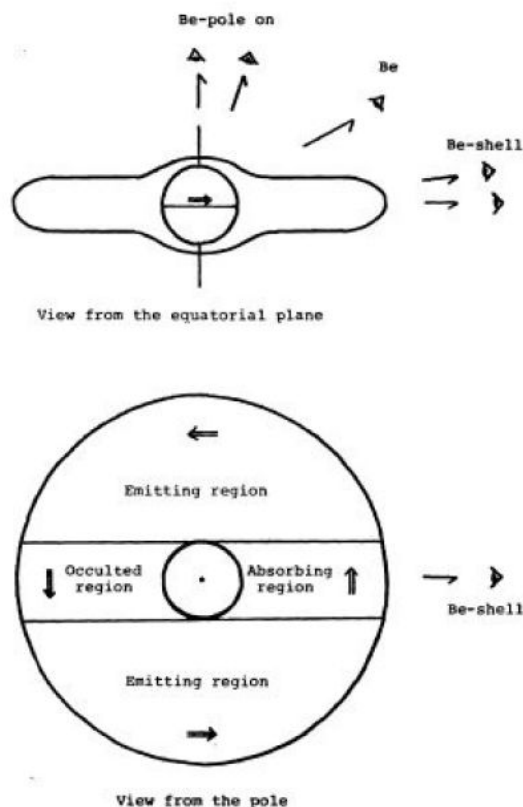


FIGURE 2.8 – Différents types d'étoiles Be, classées selon l'angle de visée.

2.2 Effet de la rotation sur la formation des enveloppes circumstellaires

Les étoiles B[e] font partie de la famille des étoiles actives chaudes. Si le facteur de perte de masse par l'équateur est considéré comme insignifiant pour les B[e] supergéantes qui perdent une grande portion de leur moment cinétique lors du cycle d'expansion des couches externes de leur atmosphère, ce n'est sûrement pas le cas pour les Be classiques, et à un niveau moins important pour les Ae/Be d'Herbig (étoiles PMS -Pre Main Sequence- avec un disque d'accrétion), là où la rotation est plus importante. Mais dans tous les cas la proportion de perte de masse est toujours plus importante à l'équateur qu'aux pôles (Maeder & Meynet 2000).

Avant les années 2000 l'hypothèse de Struve fut assez critiquée, car toutes les observations menées sur les étoiles Be pour prouver que leur vitesse de rotation était suffisamment puissante pour que la force centrifuge résultante puisse contrer la force de gravité et provoquer une perte de masse équatoriale par rotation ; Porter (1996) mesura des vitesses proches de 70% de la vitesse critique, ce qui implique une gravité réduite d'un facteur 2.

Il n'y a qu'une décennie que Townsend et al. (2004) démontrèrent que l'effet de

l'assombrissement gravitationnel pouvait provoquer une saturation dans l'élargissement des profils de raies photosphériques et entraîner ainsi une sous-estimation de l'ordre de 12 à 33% sur la vitesse de rotation d'étoiles critiques (étoiles proches de leur vitesse critique). Ce qui renforce l'hypothèse de [Struve \(1931\)](#) que les étoiles Be laissent échapper de la matière par leur régions équatoriales, à cause d'une forte vitesse de rotation, beaucoup plus proche de la vitesse critique que ce qui été envisagé avant. Cependant une récente théorie incluant le champ magnétique fossile est de plus en plus admise pour expliquer la présence et le maintien d'un environnement circumstellaire. En effet, les particules éjectées par un vent stellaire, contraint par les lignes de champ magnétique fossile et formant une magnétosphère pouvant emprisonner de la matière circumstellaire ou pas, selon la vitesse du vent, la force du champ magnétique et la vitesse de rotation de l'étoile. Vitesse qui maintient la matière de l'environnement circumstellaire dans le plan équatorial magnétique sous l'effet de la force centrifuge ([Babel & North 1997](#)).

Une observation avec l'instrument VINCI/VLTI sur l'étoile Be Achernar (α Eri) par [Domiciano de Souza et al. \(2003\)](#) révéla un rapport du rayon équatorial sur le rayon polaire de l'ordre de 1.5 (voir Figure). Rapport qui ne peut être expliqué que par une vitesse très proche de la vitesse critique de l'ordre de 95%. Résultats confirmés par la suite dans [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#) ($R_{eq}/R_{pol} = 1.45$), [Hadjara et al. \(2014\)](#) ($R_{eq}/R_{pol} = 1.42$) et [Domiciano de Souza et al. \(2014\)](#) ($R_{eq}/R_{pol} = 1.35$). Bien que l'enveloppe circumstellaire d'Achernar connaît plusieurs stades de variation cyclique de densité, et qui est en une étroite corrélation avec le cycle de révolution d'un compagnon détecté par [Kervella et al. \(2008\)](#).

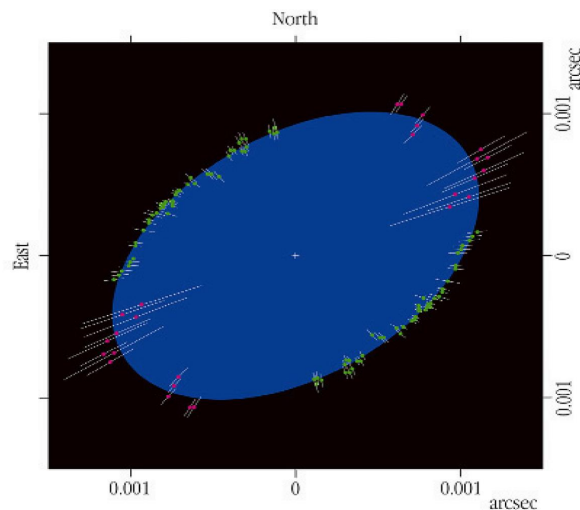


FIGURE 2.9 – Déduction de l'aplatissement d'Achernar via des mesures interférométriques
Source : [Domiciano de Souza et al. \(2003\)](#).

Enfin [Frémat et al. \(2004\)](#), dans une étude minutieuse de l'impact de l'assombrissement gravitationnel sur le $v_{eq} \sin i$, déduisirent que la vitesse moyenne de rotation des étoiles Be est de l'ordre de 88% de la vitesse critique, pour une gravité qui se restreint d'un $1/4$.

2.3 Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires

Le phénomène de perte de masse des étoiles chaudes est un aspect important de la vie stellaire évolutive. Les O, B et A chaudes peuvent ainsi perdre jusqu'à 10^{-9} à 10^{-5} masse solaire par an (M_{\odot}/an) et 10^{-3} pour les LBV (Luminous Blue Variable stars), comme η Car (l'une des étoiles les plus massives de notre galaxie), et les WR (Wolf-Rayet) comme P-Cygni.

Ainsi, les plus massives des étoiles sont capables de se défaire de 90% de leur masse, nourrissant ainsi le milieu interstellaire en hydrogène, hélium et autres métaux légers. Une telle perte de masse, qui a aussi un impact sur le moment cinétique de l'étoile, ne peut qu'influer de manière significative sur l'évolution de cette dernière au cours du temps.

Néanmoins le phénomène des enveloppes circumstellaires ne peut être simplement expliqué par une perte de masse propre à l'étoile. Il peut aussi provenir de sources externes, telles que les Ae/Be de Herbig qui doivent leur enveloppe à un reste de nébuleuse proto-stellaire, en plus de générer également un vent stellaire lié à un mécanisme propre à l'étoile centrale, et telles que les Be binaires en interaction. Outre la rotation rapide (citée plus haut), parmi les autres phénomènes susceptibles d'engendrer les enveloppes circumstellaires, on peut compter les vents radiatifs, les pulsations non-radiales ainsi que le magnétisme. Ce dernier est très présent dans le Soleil et il a une grande responsabilité dans la réorganisation de la matière autour de notre étoile (e.g. les éjections de masse coronale). Ces 4 phénomènes sont explicités ci-dessous.

2.3.1 Magnétisme

Le champ magnétique peut influencer de manière impressionnante l'éjection de la matière d'une étoile, et pour preuve notre Soleil, très actif magnétiquement, tel que le révèlent les taches solaires visibles sur sa photosphère depuis la terre (voir plus haut, Figs. 2.1 & 2.2), les éruptions solaires (capable d'atteindre le volume de plusieurs terres) et les éjections coronales (responsables des belles aurores boréales qu'on peut admirer près de nos régions polaires)...etc. De fortes éruptions solaires peuvent même provoquer d'importants dégâts sur nos installations électriques, et ce à plus de 150 millions de kilomètres (e.g., effondrement du réseau électrique d'Hydro-Québec, le 13 mars 1989).

Cependant et d'un point de vue purement théorique, la structuration d'enveloppes circumstellaires autour d'étoiles chaudes actives semble guère envisageable. Effectivement, ce type d'étoiles dites précoces, ne possède pas une zone convective assez consistante pour générer par effet dynamo un champ magnétique continu et important. Aussi, il faut compter en moyenne une intensité du champ magnétique de l'ordre d'une centaine de Gauss pour espérer un changement sensible des vents stellaires.

Néanmoins, certains ont émis d'intéressantes hypothèses sur le rôle du champ magnétique dans le fonctionnement des étoiles actives chaudes. Notamment, pour le champ magnétique fossile (décrit ci-haut) qui entretient un environnement circumstellaire dans le plan équatorial

2.3. Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires²⁷



FIGURE 2.10 – **En haut** : Vue d'artiste du champ magnétique solaire. **En bas** : Aurore boréale au-dessus de la Norvège dans la nuit du 10 janvier 2014 (source : Harald Albrigsten).

magnétique de l'étoile entre le rayon d'Alfven (limite du champ magnétique stellaire) et le rayon de corotation Képlérienne (où la matière du disque reste synchrone avec la rotation propre de l'étoile) (Petit et al. 2013). En effet, Cassinelli et al. (2002) augmente la densité du disque en rajoutant un champ magnétique à ces modèles afin d'être en adéquation avec les observations. Donati et al. (2001) décrit l'importance des lignes de champ sur les β Cephei pour expliquer l'apport de matière dans l'enveloppe circumstellaire provenant de la photosphère (bien qu'il a bien été établie plus tard que β Cep soit bien une étoile magnétique mais pas une Be, et que c'est son compagnon qui en est une Be). Neiner et al. (2003) fournit quelques preuves de l'existence d'un champ magnétique de l'ordre de 530 ± 230 Gauss autour de la Be classique ω Orionis.

A cause de leur rotation rapide, les éventuelles lignes de champ des Be, ont de forte chance de se recombinaison dans le plan équatorial de l'étoile, imposant de ce fait, si celle-ci est en rotation rigide, le même type de rotation qu'aux régions photosphériques adjacentes à l'enveloppe circumstellaire. Arias et al. (2006) a observé ce genre de phénomène en spectro-interférométrie dans la raie du Fe II.

A l'aide du programme MiMeS (Magnetism in Massive Stars), destiné à la prospection de caractéristiques encore inconnues du magnétisme des étoiles massives, Wade et al. (2009) ont suspecté la présence de champ magnétique autour de certaines Be, mais les récents résultats de Wade et al. (2014) ne font état d'aucune Be magnétique détectée. La seule Be dont on

a indirectement observé le champ magnétique par MIMeS reste ω Ori par [Neiner et al. \(2012\)](#).

2.3.2 Vent radiatif

Contrairement aux étoiles de type solaire dont le vent stellaire est généré par la présence du champ magnétique et la pression thermique du gaz (c'est le cas du Soleil qui possède une zone convective), les étoiles massives chaudes créent elles leurs vents par effet de pression radiative. Ce phénomène est très important dans les Be. En effet la luminosité de l'étoile est proportionnelle à la température photosphérique de l'étoile puissance 4. Plus l'étoile est lumineuse, plus l'énergie des photons sera considérable et plus important sera le mouvement de la matière photosphérique ([Castor et al. 1975](#)). Dans un milieu optiquement épais et au rayonnement continu, les raies observées n'en seront que plus remarquables.

Il y a deux types de raies susceptibles d'engendrer un vent radiatif ; les raies faibles (optiquement minces) relatives à une transition d'un niveau excité à un autre et les raies fortes (optiquement épaisses) qui sont imputées à une transition entre un niveau excité et un niveau fondamental, ce qui est le cas dans un milieu dit standard où les atomes sont en principe dans un état fondamental.

Tout comme dans le cas de la rotation où la force centrifuge doit compenser la force de gravité pour qu'il y ait une perte de masse stellaire vers l'enveloppe (voir plus haut), là aussi il faut que la force de pression radiative soit plus importante que la force gravitationnelle pour enclencher un vent radiatif. Ainsi [Abbott \(1979\)](#) établit que ce phénomène n'était observé que chez les Be de type précoce. Ce qui n'est pas le cas des étoiles de types plus tardifs où au-delà du type spectral B8V la force de pression radiative à elle seule est insuffisante pour maintenir un vent radiatif.

Le premier modèle de vent radiatif comprenant des milliers de raies dans la modélisation de la pression radiative, fut développé en 1975 par Castor, Abbott et Klein pour les étoiles du type Of ([Castor et al. 1975](#)). Ce modèle nommé CAK inspira par la suite plusieurs autres modèles de vents radiatifs d'étoiles chaudes actives de différents types dans les années 80 & 90 (y compris le code SIMECA - SIMulation d'Etoiles Chaudes Actives- de Philippe Stee à l'OCA, pour plus de détail voir le chapitre 4.1 de la thèse de [Meilland \(2007\)](#)). Dans les cas des étoiles actives chaudes à haut moment cinétique, comme les Be par exemple, l'effet von Zeipel (expliqué brièvement plus haut) y est prédominant. De ce fait, la pression radiative est plus importante aux pôles qu'à l'équateur, ce qui peut entraîner des vents radiatifs avec des vitesses d'environ 1000 km.s^{-1} aux pôles alors qu'au niveau de l'équateur ces vitesses-là ne dépassent guère les quelques dizaines de km.s^{-1} . Ainsi les vents stellaires dans la population d'étoiles chaudes actives sont hautement anisotrope.

Des modèles, tels que "Wind Compressed Disk" (WCD) (e.g. [Bjorkman & Cassinelli \(1993\)](#)) ont été avancés pour expliquer la présence de disque équatorial relativement dense dans l'environnement des Be à partir d'un vent quasi-sphérique. Ce modèle suppose des lignes d'écoulement du vent tordues depuis les deux hémisphères, se rejoignant vers l'équateur sous forme de disque mince (voir figure ci-dessous) et émettant dans la bande X (ce que

2.3. Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires²⁹

confirment les observations).

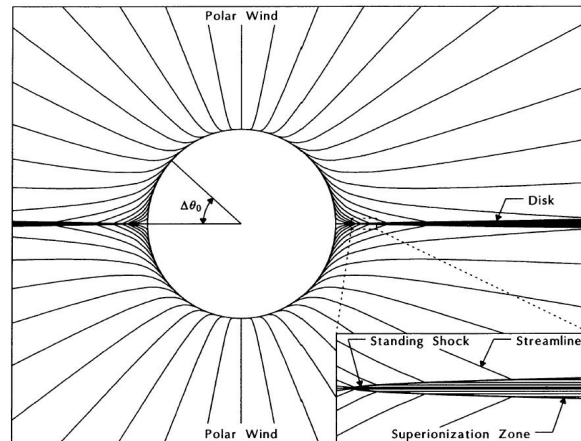


FIGURE 2.11 – Lignes d'écoulement d'un vent radiatif qui s'entrechoque dans le plan équatorial de l'étoile, simulation effectuées par le code Wind Compressed Disk model (WCD). Source Bjorkman & Cassinelli (1993)

D'autre part, les calculs approfondis d'Owocki et al. (1996) ont clairement démontré que toute force radiative non radiale rendait impossible toute formation d'un disque stellaire par ce processus. Pour ce faire, il faut donc envisager la présence de forces/effets supplémentaires, tel que le champ magnétique, (abordé dans le sous-chapitre précédent). Et dans ce cas-là on parle plus de WCD mais de Magnetically Wind Compressed Disk (MWCD). D'autre part le disque modélisé par WCD, et qui n'a qu'une durée de vie de quelques jours, n'arrive pas à bien expliquer les longues variations temporelles du disque circumstellaire. Pour ce faire, des modèles de disque dits visqueux ont été imaginés par Lee et al. (1991), Porter (1996) et Okazaki (2001) et inspirés de Pringle (1981).

2.3.3 Binarité

Malgré le fait que la proportion de systèmes multiples soit entre 60% et 75% parmi les étoiles tout type confondu, le phénomène de la binarité à moins d'une séparation faible, ne peut à lui seul expliquer la présence d'une enveloppe circumstellaire/circumbinaire. Un bon nombre de Be binaires sont énumérées par Harmanec (1987) et Gies (2000).

Pour les systèmes binaires, plusieurs scénarios sont possibles pour expliquer la présence d'enveloppes. Tout dépend de la séparation des deux étoiles (distance étoile principale - compagnon), des limites du lobe de Roche (masse et densité des étoiles) et dans quelle configuration se trouve le système binaire (à quel point de Lagrange se trouve positionné le compagnon par rapport à l'étoile principale). Ainsi dans le cas d'une petite séparation, d'un compagnon assez avancé dans son évolution (moins compact donc) et occupant le lobe de Roche de l'étoile principale, la matière du compagnon enrichit l'environnement circumstellaire de la primaire en empruntant le point de Lagrange L1 (Harmanec 1987), (voir Fig.2.12).

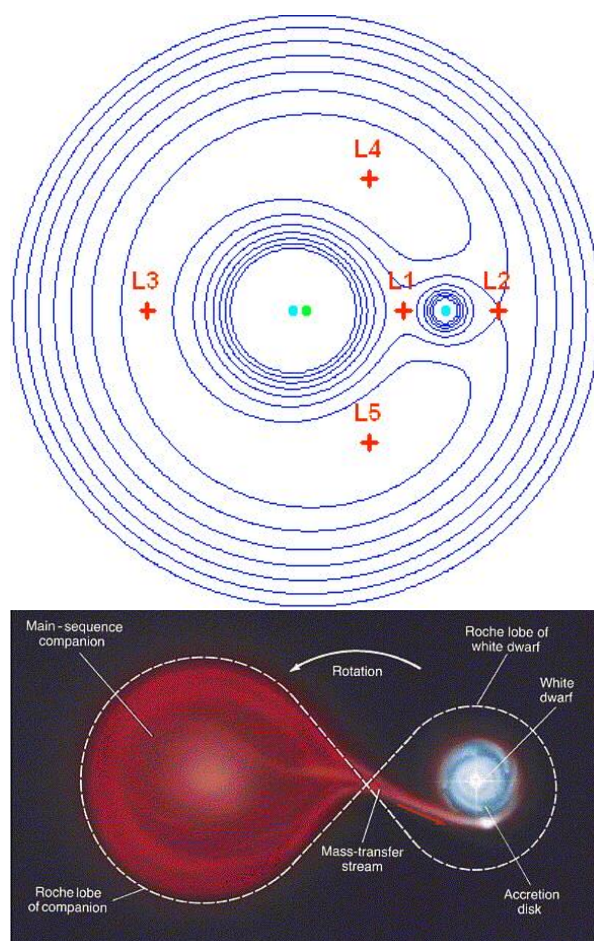


FIGURE 2.12 – **En haut** : Les 5 points de Lagrange, extrema du potentiel gravitationnel d'un système à 2 corps (source :Astrophysique sur Mesure). **En bas** : Une naine blanche dans un système binaire assez proche de son compagnon que son champ gravitationnel peut arracher de la matière de la surface de son compagnon par le point Lagrange L1.

Un autre scénario possible a été avancé par [Kriz & Harmanec \(1975\)](#) pour interpréter certaines fluctuations spectro-photométriques observées : la matière de la secondaire enrichit l'enveloppe de la primaire en passant par le point L1, le tout en éjectant de la matière par les points de Lagrange L2 et L3 et en formant une spirale (ou deux) sous l'effet de la rotation du système binaire.

Dans le cas de séparations plus importantes il ne peut y avoir aucun transfert de masse entre les deux étoiles de la binaire. Néanmoins, par effet de la gravité et pour une orbite elliptique, le compagnon, lors de son passage au périastre, peut brièvement perturber l'étoile principale et provoquer chez elle une éjection de masse qui enrichit son enveloppe circumstellaire (surtout que l'étoile primaire est en rotation critique ([Harmanec et al. 2002](#))), ainsi qu'une éventuelle stimulation de mode de pulsations non-radiales (PNR) à ce moment-là. Ceci peut expliquer, par exemple, l'apparition de certaines raies d'hydrogène en émission dans le spectre de l'étoile δ Scorpii, lors de l'approche de son compagnon du périastre ([Miroshnichenko et al. 2001](#)). Ce phénomène est fortement suspecté sur l'évolution de l'enveloppe Achernar avec la révolution de son compagnon (détecté par [Kervella et al. \(2008\)](#)). La présence d'un compagnon dans l'environnement circumstellaire peut aussi

2.3. Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires³¹

influencer la structure et la densité de ce dernier, ainsi que l'ont révélé [Gies et al. \(2007\)](#) sur l'étude des quatre étoiles Be ; γ Cassiopeiae, ϕ Persei, ζ Tauri et κ Draconis. Aussi, pour une séparation de quelques dizaines de rayons stellaires, le compagnon peut avoir une influence gravitationnelle sur l'enveloppe de l'étoile principale, où cette dernière peut s'étendre, avec toutes les répercussions ressenties et observées du point de vue spectroscopique par effet Doppler (e.g. [Chesneau et al. \(2005\)](#) sur α Ara et [Tycner et al. \(2004\)](#) pour ξ Tau).

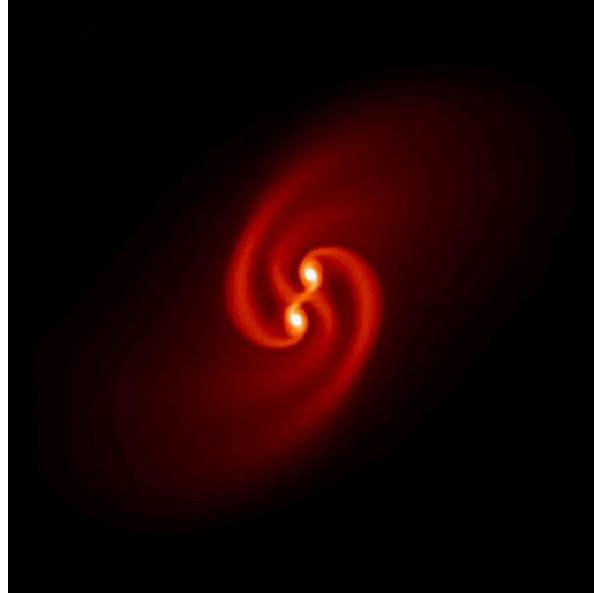


FIGURE 2.13 – Un bel exemple de formation binaire en rotation, où on voit de la matière s'éjecter par les points de Lagrange L2 et L3 en forme de 2 spirales (simulation de [Price & Bate \(2007\)](#), avec un champ magnétique relativement faible perpendiculaire à l'axe de rotation).

2.3.4 Pulsations

Bien que la pulsation elle seule soit insuffisante pour arracher de la matière photosphérique pour enrichir le disque circumstellaire, elle peut néanmoins amoindrir de manière assez sensible la gravité surfacique effective de l'étoile pour permettre à d'autres phénomènes précédemment cités tels qu'une rotation critique ([Porter & Rivinius 2003](#)), un vent radiatif et/ou un champ magnétique puissant, d'extraire de la matière de la photosphère vers l'enveloppe circumstellaire. On peut donc classer ce phénomène comme un éventuel catalyseur qui peut favoriser la création et/ou le maintien d'une enveloppe.

Les étoiles sont généralement gouvernées par deux forces majeures (la force de pression qui tend à les faire exploser et la force de gravité qui tend à les faire imploser). En conséquence elles peuvent être le siège d'oscillations, interprétées comme étant la superposition d'ondes se propageant à l'intérieur de l'étoile, conduisant à la formation par interférence d'ondes stationnaires, identifiables par le mouvement cohérent de la surface, et appelées modes propres de vibration ; où chacune est définie par une fréquence caractéristique. Chaque onde stationnaire (mode propre) est caractérisée essentiellement par 3 nombres entiers (les nombres harmoniques sphériques) décrivant la position des points et lignes de nœuds dans notre étoile :

1. **n** : L'ordre radial du mode, nombre de nœuds le long du rayon de l'étoile.
2. **l** : L'ordre du mode, nombre total de lignes de nœuds.
3. **m** : L'ordre azimutal du mode, nombre de lignes de nœuds qui passent par les pôles de vibrations.

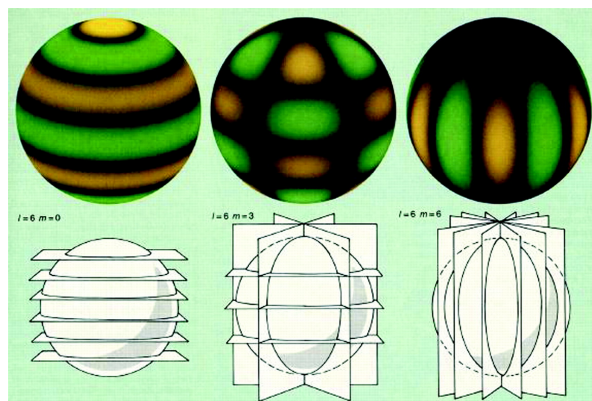


FIGURE 2.14 – Trois exemples sur les nombres d'harmoniques sphériques : $(m,l) = (6,0), (6,3), (6,6)$ à partir de la gauche (source : <http://gong.nso.edu/>).

Comme pour une corde vibrante, qui compte des points fixes (nœuds), une surface vibrante (un tambour par exemple) compte aussi des lignes fixes appelées lignes de nœuds, 'l' et 'm' traitant la partie tangentielle de la vibration 3D, tandis que 'n' traite la partie radiale.

On compte en général 2 types de modes :

1. **Les modes p** : modes de pression (ou mode acoustiques), de fréquences plus élevées (de l'ordre de quelques heures) et d'ordre radial positif ($n > 0$). Ils sont générés près de la surface. La force de rappel est la pression du gaz. Ce type de mode a été observé chez les β Cephei et les étoiles Be/Bn.
2. **Les modes g** : modes de gravité, de fréquences relativement basses (de l'ordre du jour) et d'ordre radial négatif ($n < 0$). Ils sont créés par la force d'Archimède. Prédits théoriquement pour le Soleil, mais jamais observés avec certitude car essentiellement générés dans les zones les plus denses de l'étoile (le cœur plus une partie de la zone radiative), ils sont noyés et annihilés à la surface par les modes p, de fréquences et d'intensité plus élevées. On peut par contre les observer dans les SPB ("slowly pulsating B-stars") et les étoiles Be.

Un autre mode de fréquences intermédiaires et d'ordre radial nul ($n = 0$) existe. Appelé **mode f** (mode fondamental ou également connu sous le nom de mode de gravité de surface), il peut être classifié comme étant un troisième type de mode. Ces derniers sont très présent dans le Soleil.

Ce sont les pulsations non-radiales qui favorisent le plus encore l'éjection de matière en induisant une turbulence photosphérique avec une énergie cinétique concentrée sur de petites zones oscillantes. C'est ce qu'ont révélées certaines observations CoRoT (Convection, Rotation and planetary Transits) (Huat et al. 2009).

2.3. Autres types d'activités susceptibles d'engendrer des enveloppes circumstellaires³³

C'est grâce à la variation de certains profil de la raie photosphérique tel que le MgII (4481Å) qu'on a pu observer des pulsations sur les Be (Maintz et al. 2003), avec une périodicité allant de 2.5 heures à 3 jours.

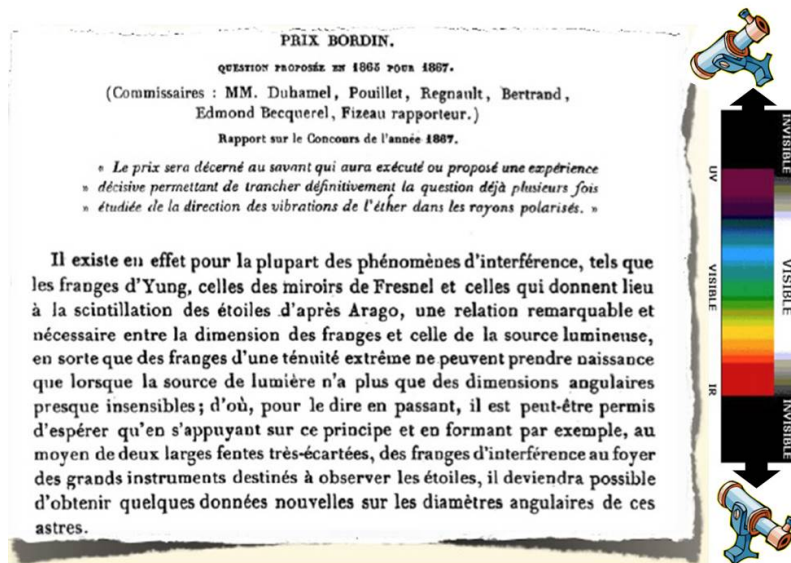
Quelques modes d'oscillations ont été observés chez les Be. En effet à cause de l'aplatissement qui est dû à la rotation rapide de l'étoile, un certain type de mode peut être privilégié autour de l'équateur. Ainsi, Floquet et al. (1996) détectèrent un mode $l = |m| = 8$, Rivinius et al. (1997), les modes : $l = -m = 3$, $l = -m = 2$ pour certaines étoiles chaudes actives, et Rivinius et al. (2003) observèrent un mode $l = m = 2$ sur une vingtaine d'étoiles Be. Sans oublier, qu'en plus des modes p et g, il existerait de modes de pulsations stochastiques dont Neiner et al. (2013); Neiner & Mathis (2014) ont révélées l'importance dans l'augmentation du moment angulaire, jusqu'à sa valeur critique, à la surface des Be.

Tel que nous l'avons vu dans ce chapitre, qui est dédié au sujet principal traité dans ma thèse, et tel que nous allons le voir dans chapitre suivant, qui lui traite du moyen de mesure utilisé pour mener à bien mon étude (l'interférométrie), les différents chercheurs de différentes époques et de différentes civilisations (nationalités) se sont appuyés les uns sur les autres, se sont passé le relais, générations après générations tout en apportant de remarquables améliorations et découvertes à chaque fois. Sans ces remarquables qualités intellectuelles et surtout humaines, on en serait sûrement toujours à l'âge de pierre encore de nos jours. Heureusement pour nous, que la science est universelle et qu'elle est basée sur la générosité, l'échange et le partage (la citation ci-dessous, que je partage volontiers avec vous, résume assez bien ma pensée à ce sujet).

" Nous sommes comme des nains assis sur des épaules de géants. Si nous voyons plus de choses et plus lointaines qu'eux, ce n'est pas à cause de la perspicacité de notre vue, ni de notre grandeur, c'est parce que nous sommes élevés par eux. "

Bernard de Chartres, dans le livre III Metalogicon de Jean de Salisbury (1159).

Combiner la haute résolution spatiale et spectrale



Sommaire

3.1	Les outils de mesures astronomiques et leurs limites	36
3.2	L'Interférométrie	39
3.2.1	La genèse	39
3.2.2	Les équations de base en interférométrie	43
3.2.3	L'Interférométrie Optique à Longue Base (OLBI)	49
3.2.4	Technique et caractéristiques de l'OLBI	53
3.3	La Spectroscopie	55
3.4	La Spectro-Interférométrie	59
3.4.1	Les mesurables en spectro-interférométrie	60
3.5	Application : Détermination du diamètre angulaire d'Achernar via la ϕ_{diff} d'AMBER	64
3.5.1	Achernar	64
3.5.2	Le VLTI	66
3.5.3	AMBER	68
3.5.4	Observation AMBER d'Achernar et biais instrumentaux résiduels :	77

3.1 Les outils de mesures astronomiques et leurs limites

Le principal messenger qu'utilise l'astronome/astrophysicien dans sa quête pour comprendre le ciel est la lumière qui nous parvient des astres et des lointaines galaxies, ainsi il est plus qu'impératif pour tout astronome ou astrophysicien de bien maîtriser et comprendre les équations de base de l'électromagnétisme, de l'optique géométrique et ondulatoire, ainsi que d'importantes notions de physique contemporaine, relativiste et même quantique.

Onde électromagnétique & intensité lumineuse : Une onde électromagnétique se compose de deux champs perpendiculaires l'une par rapport à l'autre ; d'un champ électrique (\vec{E}) et d'un champ magnétique (\vec{B}) qui oscillent à la même fréquence avec une pulsation ω , dans le temps t et qui se propagent de manière transversale (Fresnel 1821¹) selon une direction orthogonale (\vec{r}) dans un milieu donné. Dans le vide, la vitesse de propagation est égale à la vitesse constante, celle de la vitesse de la lumière $c \sim 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$. Une telle onde se doit de satisfaire l'équation d'Alembert contrainte par la jauge de Lorentz et est décrite (dans le vide) par Maxwell via les équations suivantes :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (3.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (3.2)$$

Ainsi et dans un milieu isotrope, le vecteur de propagation de l'onde électromagnétique qui transporte l'énergie de celle-ci n'est autre que le vecteur de "Poynting" \vec{S} et qui est connu sous la forme :

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{E}(\vec{r}, t) \wedge \vec{B}(\vec{r}, t)}{\mu_0} \quad (3.3)$$

Où μ_0 est la perméabilité dans le vide. Le vecteur de Poynting ayant une pulsation temporelle d'environ 10^{-14} s dans le visible (l'œil humain lui a un temps d'intégration d'environ 40 ms alors qu'une caméra rapide de 1 ms), il ne peut donc pas être mesuré de manière instantané, ainsi on n'aperçoit qu'une valeur moyenne de ce dernier. Cette valeur est appelée existence, irradiance ou bien intensité lumineuse et est défini comme suit :

$$I(\vec{s}) = \left\langle \vec{S}(\vec{s}, t) \right\rangle_t = \frac{1}{2\mu_0} \Re(\vec{E}(\vec{s}, t) \wedge \vec{B}^*(\vec{s}, t)) = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{s}, t) \right\|^2 \right\rangle_t \quad (3.4)$$

En pratique nos cameras CCD (Couple Charge Device en anglais ou Appareil à Transfert de Charges en français) sont sensibles à la moyenne du carré de la norme du champ électrique en un point \vec{s} à la surface de ladite camera (voir Fig.3.1).

L'instrument de mesure et la forme et taille de la pupille du télescope impacte significativement la distribution d'intensité de l'objet observé. En effet chaque instrument à ses propres caractéristiques qui peuvent être quantifiés par l'autocorrélation de sa pupille, exprimée par la fonction porte Π qui désigne la forme et la taille géométrique de l'ouverture de l'instrument optique ; c'est la réponse impulsionnelle $RI(\vec{s}, D, \lambda) = \Pi \otimes \Pi(\vec{s})$. Ainsi, pour un télescope

1. Dans un ouvrage intitulé "Mémoire sur la double réfraction", regroupant trois Mémoires présentés le 26 novembre 1821, le 22 janvier 1822 et le 26 avril 1822, à l'Académie des sciences de l'Institut de France (T 7, 45-176)

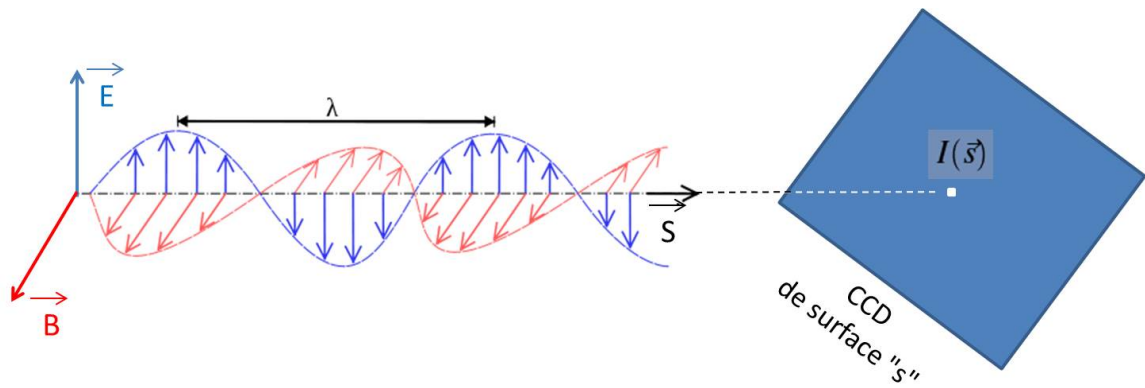


FIGURE 3.1 – Onde lumineuse collectée par une CDD.

de diamètre D observant dans une longueur d'onde λ dans le vide, sa réponse impulsionnelle sera une tache d'Airy qui est représentée dans la Fig. 3.3 et dont l'expression est en puissance 2 de la fonction de Bessel (et dont la formulation est similaire à l'Eq.(3.27)).

En pratique, l'intensité $I(\vec{s}, \lambda)$ mesurée à la longueur d'onde λ est assimilée au produit de convolution (noté ici \otimes) de la distribution spatiale d'intensité $I_{obj}(\vec{s}, \lambda)$ de l'objet par la réponse impulsionnelle d'un télescope de diamètre D , $RI(\vec{s}, D, \lambda)$; $I(\vec{s}, \lambda) = I_{obj}(\vec{s}, \lambda) \otimes RI(\vec{s}, D, \lambda)$. Ceci dans le plan image, mais grâce aux propriétés de la transformation de Fourier noté ici par (\sim) , on peut écrire dans le plan de Fourier : $\tilde{I}(\vec{s}, \lambda) = \tilde{I}_{obj}(\vec{s}, \lambda) \tilde{R}I(\vec{s}, D, \lambda)$, ce qui simplifie grandement les calculs.

Propriétés de la lumière : En plus des propriétés de la lumière, tel que la réflexion et la réfraction régit par les lois de Snell-Descartes, le principe de Fermat qui énonce la trajectoire à durée minimale, et la diffraction de Grimaldi et Newton, toutes énoncées au début du 17^{ième}, et que je ne vais pas énumérer ici en détail, je vais surtout introduire le principe de Huyghens-Fresnel qui nous permettra de mieux adopter le phénomène de l'interférence (aborder dans le chapitre suivant), tel qu'il a été décrit par Huyghens en 1678, où il suppose que chaque partie d'une surface d'une onde agit comme une source secondaire qui émet à son tour une quantité de lumière proportionnelle à celle reçue. Théorie complétée par Fresnel en 1818 avec la notion d'addition cohérente des amplitudes des ondes émises par chaque source secondaire. Le nom de "principe de Huyghens-Fresnel" a vu le jour en 1818, et la première démonstration mathématique a été réalisée par Kirchhoff en 1882. C'est ce phénomène qui permet d'expliquer l'interférence (ex. expérience de Young).

Pouvoir de résolution angulaire & perturbation atmosphérique : Ce sont les télescopes qui se chargent de collecter la lumière issue d'un astre donné. Ces derniers sont caractérisés par un pouvoir de résolution angulaire "optimal" (i.e. sans la présence de perturbation atmosphérique -dans l'espace par exemple-) qui est soumis à un critère dit de Rayleigh, qui est déterminé par la séparation angulaire de deux sources considérées ponctuelles, à partir de la superposition de leurs taches d'Airy respectives au plan focal, où le maxima de l'une coïncide avec le minima de la seconde (voir Fig.3.2). Ainsi, la résolution angulaire θ_{res} (la séparation angulaire minimale) pour un télescope de diamètre D observant dans une longueur d'onde λ est défini comme suit :

$$\theta_{res} = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (3.5)$$

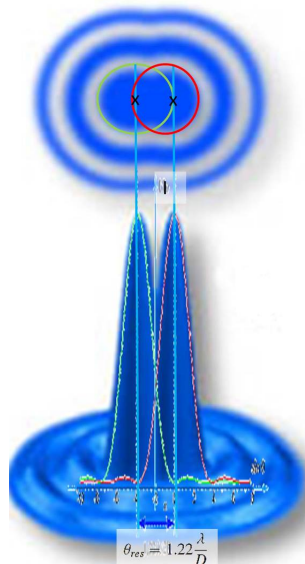


FIGURE 3.2 – Pouvoir de résolution angulaire décrit par le critère de Rayleigh.

La finesse du pouvoir de résolution est proportionnelle au diamètre et inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Néanmoins notre technologie actuelle ne nous permet guère de construire un miroir d'un télescope monolithique excédant 10 m.

Ceci est la définition empirique de la résolution angulaire, mais l'origine physique de cette limite de résolution est due au phénomène de diffraction, qui fait en sorte que dans un système optique, un point objet génère toujours une tache au lieu d'un point image (principe de Huygens-Fresnel où chaque point ébranlé par une onde est considéré comme étant une nouvelle source secondaire).

En présence de perturbation atmosphérique, ce pouvoir de résolution ne sera que plus diminué. Ce qui est le cas de tout télescope terrestre. En effet, un front d'onde, provenant d'une étoile, et qui serait localement plat se retrouvera froissé dès son contact avec l'atmosphère terrestre. De ce fait on ne parle plus de tache d'Airy au plan focale de l'instrument mais de "Speckle" (tavelure en français). La perturbation atmosphérique est caractérisée par un bon nombre de paramètres, tels que l'échelle interne, l'échelle externe, le temps de cohérence (voir Fig.3.3) et le paramètre de Fried (r_0) qui peut directement être mesuré sur le Speckle, qui est défini comme la distance angulaire pour laquelle l'écart-type sur la phase du front d'onde atmosphérique n'excède pas 1 radian, il peut être aussi assimilé au diamètre d'un télescope équivalent non astreint par la perturbation atmosphérique (dans l'espace) et qui ne peut être qu'inférieur. De ce fait le pouvoir de résolution angulaire d'un télescope peut être formulé comme suit :

$$\theta_{res} = 1.22 \frac{\lambda}{r_0} \quad (3.6)$$

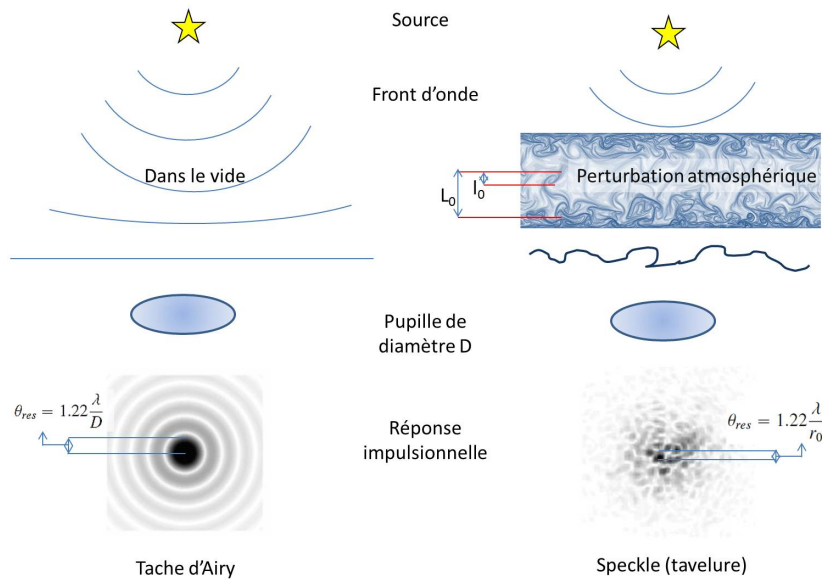


FIGURE 3.3 – L'effet de la perturbation atmosphérique sur le pouvoir de résolution angulaire d'un télescope. Notre perturbation atmosphérique est représenté ici par une échelle interne l_0 et une échelle externe L_0 ; Selon le modèle de Kolmogorov l'énergie cinétique associée au mouvement de l'air dans les couches atmosphériques turbulentes peut créer des structures de l'ordre d'une dizaines de mètres (l'échelle externe), énergie qu'elles transfèrent à leurs tours à des structures de tailles de plus en plus réduites jusqu'à atteindre la longueur l_0 (l'échelle interne). Enfin ces structures de cellules de turbulence, qui affectent le front d'onde lumineux qui les traverse, sont supposées garder leurs formes pendant une certaine durée. Ce temps est nommé temps de cohérence de la perturbation atmosphérique et est régie par l'équation suivante : $\tau_0 = 0.31 \frac{r_0}{V_h}$, où V_h est la vitesse horizontale des cellules de turbulence selon le modèle de Taylor qui décrit la dynamique d'atmosphérique.

Bien que les perturbations de la turbulence atmosphérique peuvent être atténuées par l'optique adaptative, que je ne vais pas aborder dans ce manuscrit, cette technique dite correctrice reste néanmoins complexes et coûteuses. Avec toutes ces contraintes technologiques, naturelles et instrumentales, l'arrivée de l'interférométrie stellaire a permis d'avoir un gain considérable en résolution spatiale en contrepartie d'une perte de flux, tout en permettant de dépasser la limite de la résolution théorique. Et malgré tous les défis techniques importants qu'il a fallu relever, elle a apporté de conséquentes contributions à l'astrophysique moderne. Le chapitre ci-dessous résume bien l'historique, les bases et l'apport de cette technique.

3.2 L'Interférométrie

3.2.1 La genèse

C'est en totale contradiction avec la théorie corpusculaire de la lumière d'Isaac Newton (1642-1727) que Thomas Young (1773-1829) proposa une nature ondulatoire de la lumière dans les années 1800, via sa fameuse expérience des deux fentes dites d'Young réalisée en 1801 (la théorie de l'optique ondulatoire fut établit par Augustin Fresnel (1788-1827) un peu

plus tard). Inversement et dans la même philosophie, Louis de Broglie (1892-1987) prédit, dans sa théorie de la mécanique ondulatoire, que les particules matérielles devaient elles aussi se comporter comme des ondes dans leur propagation. Ce n'est qu'au 20^{ème} siècle, et avec l'avènement de l'optique quantique que fut réconciliées et/ou réunies les deux approches (corpusculaire et ondulatoire de la lumière). Ainsi, l'expérience de Young fut aussi utilisée dans les années 1970 pour démontrer la nature ondulatoire des électrons et même de corpuscules plus grands. C'est l'expérience de Young qui a permis à la base d'ouvrir la porte à une nouvelle discipline : "L'Interférométrie".

Ce n'est qu'après une étude sur les interférences en lumière dispersée en 1845 par A. Foucault (1819-1868) qu'en 1868 A. H. L. Fizeau (1819-1896) suggéra l'utilisation de l'interférométrie pour mesurer le diamètre angulaire des étoiles à partir des franges d'interférence, lors de la remise du Prix Bordin de l'Académie des Sciences (Fizeau (1868); voir sa citation ci-haut, dans la figure introductive du chapitre 3), où il déclara qu'une possibilité de mesure d'un diamètre stellaire via cette méthode dépendait essentiellement de deux facteurs, conjointement du diamètre angulaire de la source et de la distance entre les deux ouvertures interférométriques.

L'expérience est réalisée cinq ans après (1873) par le directeur de l'Observatoire de Marseille Edouard Stéphan à Marseille via l'utilisation d'un masque pupillaire sur un télescope monolithique de 80 cm (Fig.3.4), qui arrêta ses conclusions à des diamètres d'étoiles très inférieurs à 0.158 seconde d'arc (Stéphan 1874).

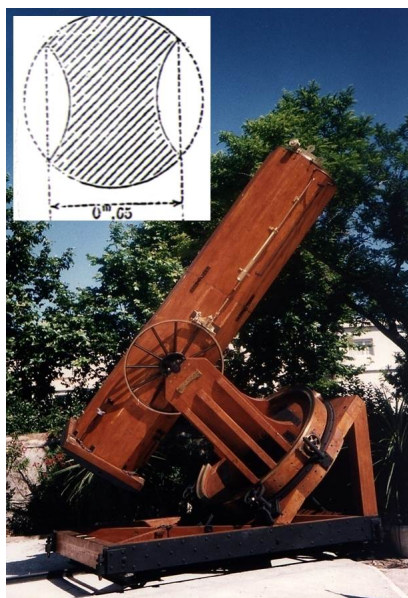


FIGURE 3.4 – Le télescope monolithique de 80 cm transformé en interféromètre via un masque à deux ouvertures espacées de 65 cm, utilisé par Stéphan en 1873, exposé de nos jours à l'OHP.

Plus tard au début du 20^{ème} siècle A. A. Michelson et F. G. Pease ont réussi à construire et utiliser le premier interféromètre stellaire avec une base plus grande que l'ouverture d'un télescope monolithique (télescope de Hooker du mont Wilson de 2,5 m à l'époque), pour mesurer d'abord (en 1891) les diamètres des 4 satellites galiléens de Jupiter (Io, Europe,

Ganymède et Callisto), puis déterminer pour la première fois, en 1921, le diamètre angulaire d'autres étoiles que le Soleil, en particulier celui de Betelgeuse, supergéante rouge de la constellation d'Orion (α Orionis, d'environ $0.047'' \pm 0.005''$, en utilisant à l'entrée dudit télescope, quatre miroirs positionnés aux extrémités d'une poutre à séparation maximale d'environ 6 m (Michelson & Pease 1921) (Fig.3.5). Entre temps, Karl Schwarzschild, qui eut connaissance de la méthode de Michelson et de ses mesures des rayons des satellites joviens (en 1891), s'en inspira en 1896 pour mesurer la séparation de 13 étoiles doubles (Schwarzschild 1896).

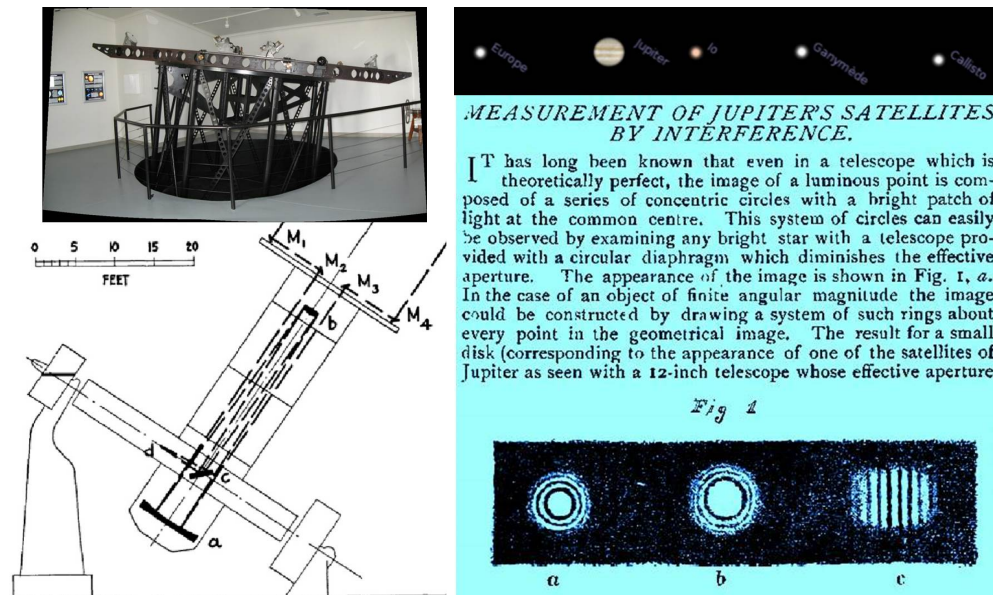


FIGURE 3.5 – L'interféromètre (schéma tiré de (Michelson & Pease 1921) et photo de <http://the-great-silence.blogspot.fr/>), (extrait du papier Nature de Michelson (1891)) .

La méthode de mesure de rayon apparent d'un astre considéré comme étant un disque uniforme par Michelson & Pease était essentiellement visuelle, où via une relation assez triviale ils liaient la distance de séparation des miroirs relative à la disparition des franges d'interférence (la résolution de l'objet) avec les rayons angulaires des objets observés (plus amples explications dans la Sec.3.8). Pease continua le travail en mesurant le diamètre de quelques étoiles géantes proches tel que α Scorpii (Pease 1921a,b).

En 1920, J. A. Anderson décrit une méthode qui permet de mesurer le mouvement orbital apparent des binaires spectroscopiques qu'il appliqua à Capella. Cette méthode fut utilisée plus tard par Merrill (1922b), Pease (1925, 1927) sur κ Ursae Majoris, ν 2 Bootis et Mizar.

Les observations étant toujours effectuées dans le visible, la différence de chemin optique entre les deux faisceaux ne devait guère excéder quelques micromètres (la longueur de cohérence dans ce domaine), ce qui était un exploit à l'époque en raison d'une grande instabilité de la structure interférométrique ; une poutre de 6 m, l'alignement des deux faisceaux lumineux qui devait être réfléchies par 3 miroirs chacun. Malgré toutes ces difficultés techniques et le manque de moyens d'asservissement optique, Pease entreprit, en 1931, la

réalisation d'un second interféromètre plus volumineux, avec une base interférométrique de plus de 15 m (50 pieds). Projet qu'il n'a hélas pas pu mener à terme à cause d'une forte instabilité et des vibrations de l'imposante structure d'une part et du début de la seconde guerre mondiale d'autre part.

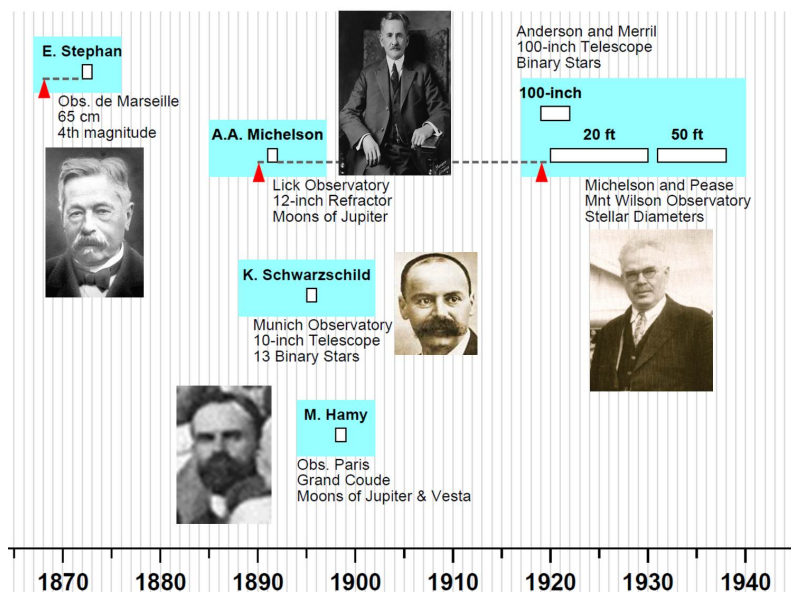


FIGURE 3.6 – Les débuts de l'interférométrie stellaire de 1868 à 1940 (inspiré du diagramme de Lawson (1999)).

TABLE 3.1 – Principaux résultats au début de l'interférométrie stellaire (inspiré de Lawson (1999)).

Année	Événements	Auteurs & référence
1868	Suggestion de l'interférométrie stellaire	H. Fizeau, CR Acad. Sci. 66, 932 (1868)
1872-73	Diamètres stellaires $\ll 0,158$ seconde d'arc	E. Stéphan, CR Acad. Sci. 78, 1008 (1874)
1890	Fondement de la théorie mathématique de l'interférométrie stellaire	AA Michelson, Phil. Mag. 30, 1 (1890)
1891	Mesure des satellites de Jupiter	A.A. Michelson, Nature 45, 160 (1891)
1896	Mesures d'étoiles binaires	K. Schwarzschild, Astron. Nachr. 139 3335 (1896)
1920	Mesure de l'orbite de Capella	J.A. Anderson, Astrophys. J. 51, 263 (1920)
1921-31	Mesurée du premier diamètre stellaire	A.A. Michelson, F.G. Pease, Astrophys. J. 53, 249 (1921)
1931-38	Interféromètre de 50 pieds	F.G. Pease, Erg. Exakt. Natur. 10, 84 (1931)

L'instrumentation de l'interférométrie stellaire consistait, ainsi, jusqu'aux années quarante, dans l'utilisation d'un télescope monolithique agrémenté d'artifices optiques (masque, poutre à miroirs,...etc.). Ce n'est qu'au début des années cinquante, et avec l'avènement de la radioastronomie (Reber & Greenstein 1947), que Ryle suggéra en 1952 la combinaison cohérente de deux antennes radio (Ryle 1952), un autre fut réalisé la même année par Smith (1952). Depuis la radioastronomie interférométrique a connue un essor rapide et une perpétuelle évolution jusqu'à la réalisation de radio-interféromètres capables d'atteindre une résolution de quelques milli-arcsecondes dans le domaine des fréquences radio, tel que le VLA (Very Large Array, Heeschen (1967); Butler et al. (2006) et le VLBA (Very Long Baselines Array, Cohen et al. (1975)). Pour le domaine des ondes à haute fréquences (visible, IR, ...etc.), la technique qui consiste à combiner la lumière issue de deux télescopes (ou plus) n'a pu être réalisée qu'à partir des années 60. Cette technique communément connue

sous le nom de : "Interférométrie Optique à Longue Base" (OLBI : "Optical Long Baseline Interferometry" en anglais) est expliquée en détail dans le sous chapitre suivant.

3.2.2 Les équations de base en interférométrie

Ce sous-chapitre est inspiré à la fois des cours de Jean Surdej (VLT School 2010 et 2013), des lectures notes of Michelson School de Peter Lawson (1999) et des cours d'Eric Aristidi en optique ondulatoire (<http://webs.unice.fr/site/aristidi/optique/>).

Afin d'illustrer les équations et principe de base de l'interférométrie de manière succincte et efficace, il n'y a rien de mieux que d'utiliser l'expérience des fentes de Young (Fig. 3.7), qui consiste à faire interférer sur un écran deux faisceaux lumineux supposés monochromatiques et provenant d'une même source (non résolue) à travers deux fentes p_1 & p_2 (dites fentes de Young) espacées d'une distance B . La distance entre le plan des fentes et l'écran est noté ici par F .

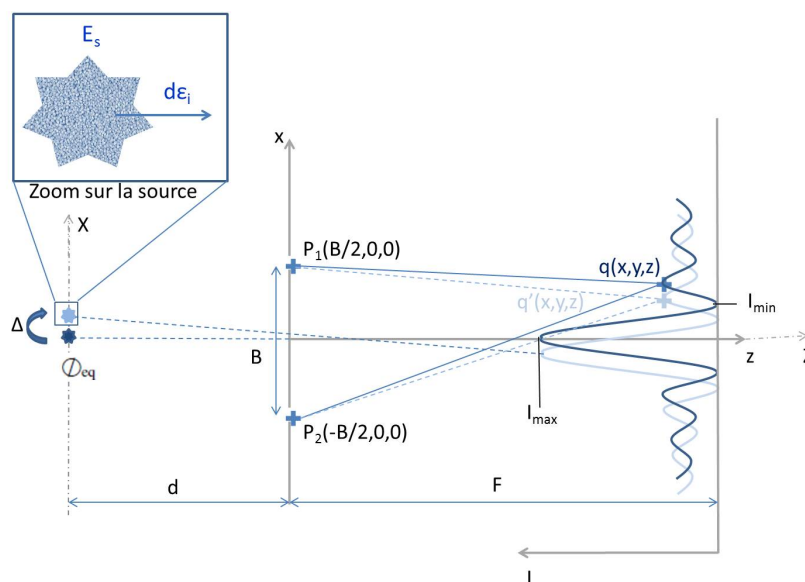


FIGURE 3.7 – Schéma illustrant la formation de franges d'interférences avec l'expérience des fentes de Young.

La différence de marche : La différence des parcours optique entre chaque fente et l'écran, qui peut être assimilée ici à la différence entre les distances $|p_1q|$ & $|p_2q|$ est appelée différence de marche (ddm) (ou bien OPD pour Optical Path Difference en anglais). Elle est proportionnelle au déphasage ϕ dans le cas d'une onde monochromatique, fait apparaître tantôt une frange brillante (dans le cas où les deux ondes lumineuses sont en phase $\Phi = 0$, ce qu'on appelle aussi une interférence constructive), et tantôt une frange sombre (dans le cas où les deux ondes lumineuses sont en opposition de phase $\Phi = \pm\pi$, interférence destructive). Ainsi on peut écrire :

$$\Phi = |p_1q| - |p_2q| = n\lambda \quad (3.7)$$

Où λ est la longueur d'onde et n un nombre entier. Cette équation peut être réécrite, dans le cas où au point q ; $|x|, |y| \ll z$, comme suit :

$$\Phi = z \left[\frac{1 + \left(\left(x + \frac{B}{2} \right)^2 + y^2 \right)}{2z^2} \right] - z \left[\frac{1 + \left(\left(x - \frac{B}{2} \right)^2 + y^2 \right)}{2z^2} \right] = n\lambda \quad (3.8)$$

La séparation angulaire entre deux franges brillantes successives (ou bien l'interfranges/résolution δx mesurée sur l'écran à une distance F de l'objet diffractant) est donc régit par l'équation suivante :

$$\Phi = \frac{x}{z} = \frac{\lambda}{B} \Rightarrow \delta x = \frac{F\lambda}{B} \quad (3.9)$$

Par exemple, Φ serait égal à $113''$ (la limite de notre résolution visuelle) pour une longueur d'onde $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ et une séparation des fentes $B = 1 \text{ mm}$.

La visibilité : Le brouillage des franges qu'on observe sur l'écran et qui se compose donc de franges brillantes à intensité maximale I_{max} et de franges sombres à intensité minimale I_{min} , peut être mesuré de manière objective et quantitative via la "visibilité" V (appelé aussi le contraste), qui est déterminée par l'expression suivante :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.10)$$

Pour un objet non résolu, l'intensité en tout point est maximale ; $I = I_{max}$ & $I_{min} = 0$ et la visibilité prend alors la valeur 1 ($V = 1$). Par contre pour un objet parfaitement résolu, l'intensité en tout point est minimale ; $I = I_{max} = I_{min}$ et la visibilité est nulle ($V = 0$).

Le brouillage de frange ne peut exister que si le phénomène d'interférence est réalisé. Et pour ce, il faut qu'il y ait cohérence temporelle et spatiale entre les faisceaux lumineux combinés. Ces cohérences-ci sont explicitées ci-dessous :

La cohérence temporelle : C'est la largeur de bande spectrale d'une source qui détermine s'il y a cohérence temporelle ou pas. Dans la pratique, il n'existe pas d'onde monochromatique (ou mono-fréquence) au sens propre et pour qui la longueur et le temps de cohérence seraient infinis. Toutes les ondes lumineuses dans la nature sont polychromatiques, i.e. centrées autour d'une fréquence centrale ν_0 et couvrant une bande spectrale de largeur $\delta\nu$. De ce fait le temps d'oscillation associé est de l'ordre de $\frac{1}{\delta\nu}$. Cette durée est toujours très courte devant le plus petit temps d'intégration qu'on sait réaliser dans le domaine du visible et de l'infrarouge mais pas de le domaine radio. Ainsi le temps de cohérence τ_c qui définit la durée utile du train d'onde s'écrit comme suit :

$$\tau_c = \frac{1}{\delta\nu} \quad (3.11)$$

La longueur de cohérence temporelle associée est donc : $L_c = \tau_c \nu = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda}$, où ν est la vitesse de propagation de l'onde dans un milieu donné ($\nu = c$, la vitesse de la lumière dans le vide). L_c détermine la longueur du train de l'onde, qui est fini pour une onde polychromatique et infini pour une onde monochromatique. Ainsi, les franges disparaissent en cas d'incohérence temporelle, quand la $ddm > L_c$, i.e. que le retard temporelle entre les deux fronts d'onde $\tau = ddm/c$ est grand devant τ_c . Le brouillage des franges n'est visible qu'en cas de cohérence

temporelle, quand $\tau \leq \tau_c$ (ou $ddm \leq L_c$).

La cohérence spatiale : Du moment où sur une largeur donnée d'un front d'onde, tous les points gardent la capacité d'interférer entre eux, on parle alors de cohérence spatiale, de largeur de cohérence (notée ici Λ_c) et on dit que l'onde (de largeur Λ_c) est cohérente. De ce fait et pour qu'il y ait interférence dans l'expérience de Young, la distance de séparation des deux fentes doit impérativement être inférieure ou égale à la distance maximale entre deux points d'un front d'onde pour lesquels les battements restent cohérents (i.e. $B \leq \Lambda_c$), où :

$$\Lambda_c = \frac{\lambda}{\varnothing} \quad (3.12)$$

Avec λ la longueur d'onde de la source et \varnothing son diamètre angulaire (ici la source étant supposée parfaitement sphérique, le diamètre angulaire est uniformément égal à \varnothing_{eq} ; le diamètre angulaire équatoriale). Pour le Soleil par exemple, dont le diamètre angulaire équatoriale $\varnothing_{eq} = 0.5^\circ$, il nous serait impossible d'obtenir des franges d'interférence sans faire passer sa lumière à travers une première fente d'une largeur minimale de $57\mu m$ (la largeur de cohérence solaire), sans compter le polychromatisme de la lumière blanche solaire qui peut causer de fortes incohérences temporelles (tel que vu précédemment), contrairement au Laser qui offre une bonne cohérence spatiotemporelle et qui rend l'expérience de Young aisément réalisable. Le fait de jouer avec la distance de séparation des fentes (B), en dessous de la largeur de cohérence se mesure directement sur le brouillage des franges; plus B est grand ($B > \Lambda_c$), meilleure est la résolution spatiale, et plus faible est le contraste. Enfin, en cas d'incohérence spatiale les intensités lumineuses s'additionnent au lieu d'interférer.

Degré complexe de cohérence mutuelle : Le calcul de l'intensité lumineuse au point q résultant des ondes aux sources p_1 & p_2 (voir la fig.3.7), nous permet d'écrire :

$$I(\vec{q}) = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{q}, t) \right\|^2 \right\rangle_t \quad (3.13)$$

$$= \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}_1, t) + \vec{E}(\vec{p}_2, t - \tau) \right\|^2 \right\rangle_t, \quad (3.14)$$

où $\tau = t_{p_2q} - t_{p_1q}$ est la différence temporelle des deux faisceaux lumineux p_1q et p_2q . En supposant que l'intensité lumineuse aux deux fentes est strictement la même -les deux fentes ont la même ouverture- ($I_0 = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}_1, t) \right\|^2 \right\rangle_t = \left\langle \left\| \vec{E}(\vec{p}_2, t - \tau) \right\|^2 \right\rangle_t$), l'Eq.(3.14) devient :

$$I(\vec{q}) = I_0 + I_0 + \left\langle \vec{E}(\vec{p}_1, t) \vec{E}^*(\vec{p}_2, t - \tau) \right\rangle_t + \left\langle \vec{E}^*(\vec{p}_1, t) \vec{E}(\vec{p}_2, t - \tau) \right\rangle_t \quad (3.15)$$

$$= 2I_0 + 2I_0 \Re(\gamma_{12}(\tau)), \quad (3.16)$$

avec $\gamma_{12}(\tau) = \left\langle \vec{E}^*(\vec{p}_1, t) \vec{E}(\vec{p}_2, t - \tau) \right\rangle_t / I_0$ qu'on désigne sous le nom de **degré complexe de cohérence mutuelle**. En utilisant l'expression de l'Eq.(3.2) et en supposant que la différence entre les temps de parcours des deux faisceaux est inférieure à la période de battement (i.e. $\tau \ll \frac{1}{\delta\nu}$), $\gamma_{12}(\tau)$ devient :

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(0)| e^{i\Phi_{12} - i\omega\tau} / I_0, \quad (3.17)$$

Φ_{12} étant le déphasage entre les deux faisceaux lumineux émergents. De ce fait l'Eq.(3.16), avec l'utilisation de la loi d'Euler, peut être réécrite comme suit :

$$I(\vec{q}) = 2I_0 [1 + |\gamma_{12}(0)| \cos(i\Phi_{12} - i\omega\tau)] \quad (3.18)$$

Cette équation qui décrit l'intensité est connue sous le nom d'interférogramme, et représente l'intensité totale $2I_0 = I(\vec{p}_1) + I(\vec{p}_2)$ fluctuée par une fonction cosinusoidale. Dans le vide, l'interférogramme est donc constitué d'une tache d'Airy frangée, alternativement en claires et sombres, que le degré de cohérence mutuelle $|\gamma_{12}(0)|$ décrit parfaitement. En effet, on remarque clairement que ce dernier n'est autre que le contraste ($|\gamma_{12}(0)| = V$, voir Eq.(3.10)). En effet, sur une frange brillante centrale ; $I(\vec{q}) = I_{max} = I_{min}$ quand $\Phi_{12} = 0$ et $|\gamma_{12}(0)| = 0$ et sur une frange sombre minimale ; $I(\vec{q}) = I_{min} = 0$ quand $\Phi_{12} = \pm\pi$ et $|\gamma_{12}(0)| = 1$.

Théorème de Van Cittert-Zernike : Dans le cas d'une source non ponctuelle, la surface de la source E_s serait donc constituée d'éléments $d\epsilon_i$ quasi-monochromatiques et incohérents, où $E_s = \sum_{i=1}^{n_s} d\epsilon_i$. Le centre de la source E est situé à une distance d du milieu de l'objet diffractant (les fentes de Young). Notons η, ξ les coordonnées d'un point de la source à partir d'un autre repère dont l'origine est confondue avec le centre de la source et $X_{1,2}, Y_{1,2}$ les coordonnées des deux fentes P_1 et P_2 .

A partir de l'Eq.(3.16), on avait déduit que $\gamma_{12}(\tau) = \left\langle \vec{E}^*(\vec{p}_1, t) \vec{E}(\vec{p}_2, t - \tau) \right\rangle_t / I_0$. Du point de vue de la source, les chemins parcourus d'un élément source à l'une des fentes $P_{1,2}$ sont notés $r_{i1,2} = ((X_{1,2}^2 - \eta^2)^2 + (Y_{1,2}^2 - \xi^2)^2 + d^2)^{\frac{1}{2}}$ (avec η et ξ étant des quantités angulaires). Pour une distance $d \gg X_{1,2}, Y_{1,2}, \tau \rightarrow 0$ et on peut utiliser la même approximation utilisée pour l'Eq. (3.8), ainsi on peut écrire :

$$\gamma_{12}(0) = \left\langle \vec{E}^*(\vec{p}_1, t) \vec{E}(\vec{p}_2, t) \right\rangle_t / I_0 \quad (3.19)$$

$$|r_{i2} - r_{i1}| = \frac{(X_2^2 + Y_2^2) - (X_1^2 + Y_1^2)}{2d} - \frac{(X_2 - X_1)\eta + (Y_2 - Y_1)\xi}{d} \quad (3.20)$$

$$r_{i2}r_{i1} = d^2 \quad (3.21)$$

$$(3.22)$$

Le champ électrique produit par chaque élément de surface de la source $d\epsilon_i$ aux points $p_{1,2}$ est $\vec{E}_{i1,2}(\vec{r}_{i1,2}, t) = \vec{E}_{0i1,2}(\vec{r}_{i1,2})e^{-i\omega(t - \frac{r_{i1,2}}{c})}$. La condition de cohérence temporelle étant ici assurée, i.e. $|r_{i2} - r_{i1}| \leq l_c$, l'Eq.(3.20) devient :

$$\gamma_{12}(0) = \iint_{E_s} \frac{I(E_s)}{r_{i2}r_{i1}} e^{-i2\pi(r_2 - r_1)/\lambda} d\epsilon / I_0 \quad (3.23)$$

Des Eqs.(3.20), (3.21) & (3.22) et en posant $u = \frac{(X_2 - X_1)}{\lambda d}$, $v = \frac{(Y_2 - Y_1)}{\lambda d}$, les fréquences spatiales et $\Phi_{p_1, p_2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(X_2^2 + Y_2^2) - (X_1^2 + Y_1^2)}{2d}$ le déphasage, on trouve :

$$\gamma_{12}(0, u, v) = e^{-i\Phi_{p_1, p_2}} \frac{\iint I(\eta, \xi) e^{-i2\pi(u\eta + v\xi)} d\eta d\xi}{\iint I(\eta, \xi) d\eta d\xi} \quad (3.24)$$

Il est ici tout à fait évident que pour une source très éloignée de l'objet diffractant, les chemins parcourus depuis la source peuvent être considérés comme étant les mêmes rendant le déphasage $\Phi_{p_1, p_2} = 0$. De plus $\iint I(\eta, \xi) e^{-i2\pi(u\eta + v\xi)} d\eta d\xi$ n'est autre que la transformée de Fourier de l'intensité, que on va noter $I(\tilde{u}, \tilde{v})$, sans oublier que $\gamma_{12}(0, u, v)$ n'est autre que la visibilité $V(0, u, v)$. Ainsi on peut enfin écrire :

$$V(0, u, v) = \frac{\tilde{I}(u, v)}{\tilde{I}(0, 0)} \quad (3.25)$$

On retrouve ainsi la formulation mathématique du **théorème de Van Cittert-Zernike**, qui stipule que **la visibilité complexe (ou degré de cohérence mutuelle) à comme valeur la transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité de la source lumineuse.**

Ce théorème qui est issu à l'origine du travail du Néerlandais Pieter Hendrik van Cittert en 1934 sur la cohérence des rayonnements provenant des sources incohérentes lointaines, et qui a été repris, pour une reformulation plus simple, par son concitoyen Frits Zernike en 1938, est la démonstration mathématique sans équivoque de l'intuition qu'avait eu Armand Hippolyte Louis Fizeau 70 ans plutôt (voir sa citation dans la figure introductive du chapitre 3).

Rayon angulaire d'une source : Dans l'hypothèse d'une source considérée comme étant un disque uniforme de diamètre angulaire \varnothing , on peut adopter les coordonnées polaires suivantes $\eta = \rho \cos \varnothing_i$ et $\xi = \rho \sin \varnothing_i$, où ρ est la mesure angulaire sur la sphère céleste depuis le centre de la source ($0 \leq \rho \leq \varnothing/2$). Dans ce cas la luminosité mesurée au niveau de l'objet diffractant (p_1 & p_2) sera en fonction de l'intensité spécifique I_0 et du diamètre angulaire de la source \varnothing ; $L\propto I_0\pi\varnothing^2/4$, sans oublier que les fréquences spatiales u & v seront mesurées en fonction d'un angle de projection de la base interférométrique PA qui peut être pris quelconque où bien considéré nul à cause de la symétrie de la source, avec $(u, v) = (f_s \cos PA, f_s \sin PA)$, où $f_s = \sqrt{u^2 + v^2} = \frac{B}{\lambda}$. En prenant en compte tous ces éléments et à l'aide des propriétés de fonction de Bessel à l'ordre 0 & 1; $\int_0^{2\pi} e^{ix \cos \varnothing_i} d\varnothing_i = 2\pi J_0(x)$ & $\int_0^x x' J_0(x') dx' = x J_1(x)$, l'Eq.(3.24) devient :

$$V(B, \lambda, \varnothing) = e^{-i\Phi_B} \frac{2J_1(\pi\varnothing B/\lambda)}{\pi\varnothing B/\lambda} \quad (3.26)$$

Ceci est la visibilité complexe normalisée d'une source à symétrie de disque uniforme de diamètre \varnothing , mesurée avec une base interférométrique B (ici $|p_1 p_2| = B$) à une longueur d'onde λ . En pratique et pour un meilleur rapport signal à bruit (à cause de la turbulence atmosphérique) on utilise généralement le module de visibilité normalisé $V^2(B, \lambda, \varnothing)$ qui vaut :

$$V^2(B, \lambda, \varnothing) = \left(\frac{2J_1(\pi\varnothing B/\lambda)}{\pi\varnothing B/\lambda} \right)^2 \quad (3.27)$$

Le tracé du module de visibilité V^2 en fonction du diamètre d'un disque uniforme \varnothing est représenté en fonction de la résolution (ou l'interfrange) λ/B dans la Fig.3.8 ci-dessus. On remarque bien que pour $V^2 = 1$ la source n'est pas résolue, alors qu'elle l'est pour $V^2 = 0$. C'est à ce point-là précis où les franges disparaissent qu'on déduit le diamètre de la source $\varnothing \approx 1.22\lambda/B_0$ (B_0 la base qui annule les franges d'interférences). C'est avec cette formule que Michelson & Pease ont pu déterminer les diamètres angulaires

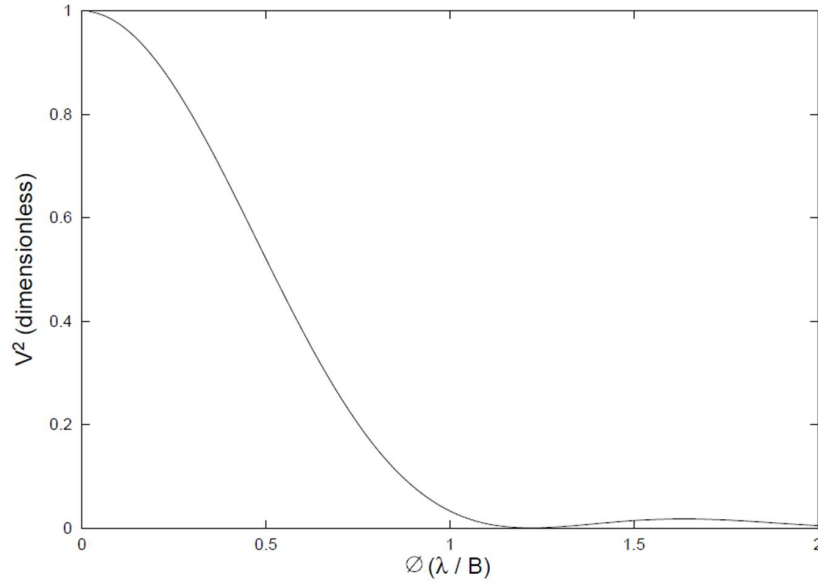


FIGURE 3.8 – Module de visibilité normalisé en fonction de la résolution λ/B pour un disque uniforme de diamètre \varnothing (Lawson 1999).

des objets qu'ils avaient observés à partir de 1891, dans le visible. Sous l'hypothèse que leurs objets étaient des disques uniformes de diamètres finis, il faisait varier la séparation des miroirs (la distance B) jusqu'à ce qu'ils résolvent leurs objets et que les franges disparaissent, au-delà (de B_{max} à B_{min}), les franges réapparaissent mais avec une moindre amplitude.

Séparation angulaire de deux sources : La détermination de la séparation angulaire (notée ici Δ) de deux sources non résolues est aussi possible en interférométrie avec les mêmes équations de bases et procédé du schéma (Fig. 3.7). Tout d'abord une source non résolue peut être considérée comme étant ponctuelle, ce qui nous permet de la formuler via la distribution de Dirac δ (communément connue sous le nom de fonction de Dirac). En effet ceci peut être rapidement démontré via l'Eq.(3.24) qu'on peut réécrire comme suit : $\gamma_{12}(0, u, v) = \iint I'(\eta, \xi) e^{-i2\pi(u\eta+v\xi)} d\eta d\xi$, où $I'(\eta, \xi)$ est la distribution d'intensité normalisée à la source. La considération de celle-ci comme étant ponctuelle (i.e. $I'(\eta, \xi) = \delta(\eta, \xi)$) nous conduit à une visibilité complexe $\gamma_{12}(0, u, v) = 1$, ce qui démontre effectivement qu'une source ponctuelle est une source non résolue.

En utilisant cette information, considérant maintenant deux sources non résolues au coordonnées $E_{s1}(\eta - \frac{\Delta}{2}, \xi = 0)$ & $E_{s2}(\eta + \frac{\Delta}{2}, \xi = 0)$ à une distance d de l'objet diffractant (ici la fréquence spatiale $v = 0 \rightarrow f_s = u$), ce qui nous permet de traiter le degré de cohérence mutuelle complexe qu'en une seule dimension : $\gamma_{12}(0, u) = \int I'(\eta) e^{-i2\pi u\eta} d\eta$, avec $I' = \frac{1}{2} (\delta(\eta - \frac{\Delta}{2}) + \delta(\eta + \frac{\Delta}{2}))$. De ce fait, et en utilisant la formule d'Euler, on a : $\gamma_{12}(0, u) = \frac{1}{2} (e^{-i\pi u\Delta} + e^{i\pi u\Delta}) = \cos(\pi u\Delta)$. Ce système optique (à deux sources ponctuelles) est résolu (au premier lobe de visibilité) pour $\gamma_{12}(0, u) = 0 \Rightarrow \pi u\Delta = \frac{\pi}{2}$. Ainsi la séparation angulaire de deux sources non résolues est :

$$\Delta \approx \frac{\lambda}{2B_0} \quad (3.28)$$

Sur notre écran on verra l'équivalent de deux interférogrammes (de source unique) qui

se chevauche l'un l'autre, avec un interfrange $\delta x' = \frac{\delta x}{2}$ (voir Eq. (3.9)), i.e. $\delta x' = \frac{F\lambda}{2B}$. Ainsi la séparation des maxima de chaque système de franges sur l'écran (à distance F de l'objet diffractant) pour un système de source binaire est $\delta x' = F\Delta$. Ce qui nous amène à déduire que le pouvoir de résolution $\frac{1}{\Delta}$ est inversement proportionnelle à la longueur d'onde λ et proportionnelle à la taille B de l'objet diffractant. Là aussi, l'intuition de Fizeau est confirmée, à savoir que les franges disparaissent pour une taille d'objet assez étendue (ici Δ).

3.2.3 L'Interférométrie Optique à Longue Base (OLBI)

L'aventure de l'OLBI commença entre les années 1950 et 1960 avec Robert Hanbury Brown, qui avec l'aide du mathématicien Richard Twiss s'est rendu compte que l'une des techniques qu'il avait mise au point et utilisée en radioastronomie pouvait être adoptée pour mesurer optiquement les diamètres angulaires des étoiles. De 1955 et 1956 Hanbury Brown passa 60 nuits à essayer de faire des observations à Jodrell Bank près de Manchester avec un instrument baptisé "prototype" (un interféromètre dit d'intensité qui mesure la corrélation entre les fluctuations des signaux électriques résultant des détecteurs photoélectriques installés sur chaque télescope, avec une base interférométrique pouvant aller jusqu'à 10 m -Fig.3.9-) afin de vérifier la fonctionnalité de son concept. C'est au cours de cette période que Hanbury Brown parvint à mesurer le rayon angulaire de l'étoile la plus brillante de notre ciel nocturne ; Sirius (α Canis Majoris) avec un rayon estimé à 6.8 milli-seconde d'arc (Hanbury Brown 1956). Hanbury Brown et son équipe continuèrent leurs observations à l'aide d'un instrument plus sophistiqué à Narrabri en Australie et purent ainsi mesurer le diamètre angulaire de plusieurs étoiles chaudes (e.g. Brown (1968); Hanbury Brown et al. (1974a,b)). Cependant, l'utilisation de la technique de Hanbury Brown était limitée car elle n'offrait aucun accès direct au contraste des franges d'interférences issu de la lumière des deux télescopes (à l'instar des fentes de Young).

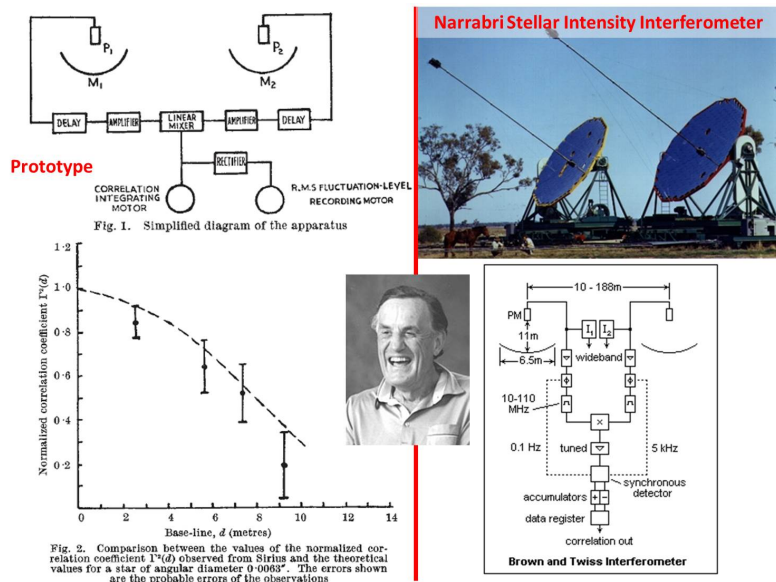


FIGURE 3.9 – L'Interférométrie Optique à Longue Base de Hanbury Brown.

Ce n'est qu'à la suite des travaux de A. Labeyrie dans les années 1970, que l'OLBI (Optical long Baseline Interferometry) a connu un réel essor. En effet, Labeyrie avec la technique

de l'interférométrie des tavelures (Labeyrie 1970) parvint, pour la première fois à combiner la lumière de deux télescopes distincts, séparés de 12 m (Labeyrie 1975) et à observer les franges d'interférences de la cinquième étoile la plus brillante de notre route céleste ; Vega- α Lyrae- (Labeyrie 1975), Fig.3.10. Malgré le fait qu'à peu près à la même époque, le russe E.S. Kulagin avait aussi réussi à mesurer l'orbite du compagnon de Capella (α Aurigae de la constellation du cocher, faisant ainsi suite aux travaux de Merrill (1922a)) à l'aide d'un interféromètre de 6 m à Pulkovo (Kulagin 1970), ce fut le travail de Labeyrie qui eut le plus d'impact sur l'avenir de l'interférométrie stellaire par la suite. Labeyrie ne s'arrêta pas là. Sur le plateau de Calern, avec son équipe, il initia d'abord le I2T (Interféromètre à 2 télescopes), puis le GI2T (Le Grand Interféromètre à 2 Télescopes) qu'il proposa à la conférence ESO de Genève en 1977 avec beaucoup d'ambition, et qu'il réussit à réaliser quelques années plus tard avec une table de recombinaison "REGAIN". Ce dernier a permis quelques belles œuvres scientifiques, telles que la résolution de l'enveloppe de γ Cas et la mise en évidence de sa rotation (Mourard et al. 1989). Labeyrie fut le premier aussi à proposer l'idée d'interféromètres spatiaux tel que "FLUTE" (Labeyrie et al. 1980) et TRIO (Labeyrie et al. 1982). Il proposa, depuis les années 2000 également des idées d'hypertélescopes spatiaux et terrestres dont l'un sur lequel il travaille en ce moment sur le site de la Moutière (Labeyrie 2013).

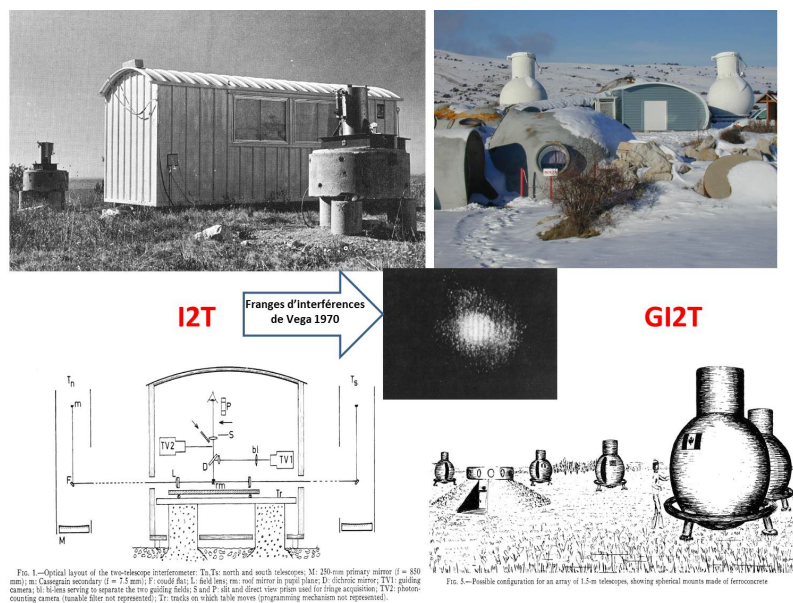


FIGURE 3.10 – L'Interférométrie Optique à Longue Base d'Antoine Labeyrie.

Depuis, le nombre d'interféromètres a rapidement augmenté, avant de décroître dans les années 2000 faute de financements. Seul un nombre restreint restent encore opérationnels de nos jours, alors que les publications produites ne cessent de croître. La figure 3.11 & le tableau 3.2 résumant assez bien le rapide développement de l'OLBI, des années 50 jusqu'aux années 2000, et la Fig.3.12 énumère les interféromètres à longue base les plus importants encore opérationnels de nos jours.

Néanmoins nous pouvons prédire quelques pistes de développement en énumérant les lignes majeures actuellement en cours ou en tests. Parmi ces pistes, nous pouvons citer l'interférométrie différentielle (qu'on aborde en détail dans la Sec.3.4, qui a encore de beaux

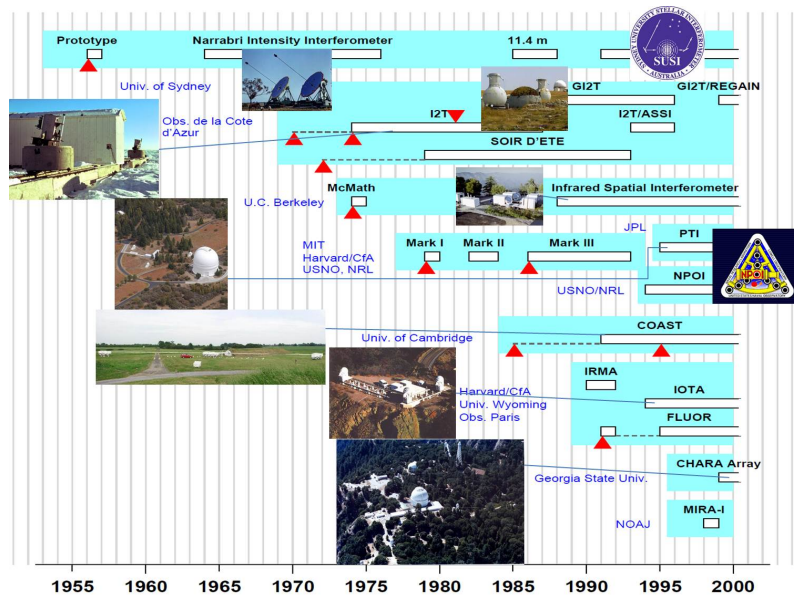


FIGURE 3.11 – Les débuts de l’interférométrie stellaire de 1950 à 2000 (inspiré du diagramme de Lawson (1999)).

TABLE 3.2 – Principaux évènements de l’interférométrie à longue base stellaire de 1950 à 2000 (inspiré de Lawson (1999)).

Année	Évènements	Auteurs & référence
1956	Mesure du rayon angulaire de Sirius avec l’interféromètre d’intensité "prototype"	R. Hanbury Brown et RQ Twiss, Nature 177, 27 (1956)
1970	Invention de l’interférométrie des tavelures	A. Labeyrie, Astron. Astrophys. 6, 85 (1970)
1972	Franges hétérodyne à 10 microns	J. Gay et A. Jourmet, Nature Phys. Sci. 241, 32 (1973)
1974	Franges hétérodyne à 10 microns avec des télescopes séparés	MA Johnson et al., Phys. Rev Lett. 33, 1617 (1974)
1974	Détection directe de franges visibles avec des télescopes séparés et mesure de rayon angulaire de Vega	A. Labeyrie, Astrophys. J. 196, L71 (1975)
1979	Première mesures de franges avec un interféromètre stellaire à suivi de phase stellaire	M. Shao et DH Staelin, Appl. Opt. 19, 1519 (1980)
1982	Mesures de Frange à 2.2 microns	G.P. Di Benedetto et G. Conti, Astrophys. J. 268, 309 (1983)
1985	Mesure de la clôture de phase aux longueurs d’onde optiques	JE Baldwin et al., Nature 320, 595 (1986)
1986	Premier interféromètre entièrement automatisé pour l’astrométrie	M. Shao, MM Colavita et al., Astron. Astrophys. 193, 357 (1988)
1991	Première utilisation des fibres de verre monomodes avec des télescopes séparés	V. Coudé du Foresto et ST Ridgway, ESO Proc. 39, 731 (1992)
1995	Imagerie de synthèse optique avec des télescopes séparés	JE Baldwin et al., Astron. Astrophys. 306, L13 (1996)

jours devant elle, avec le la mise en fonction prochaine de l’instrument MATISSE (Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment), en juin 2017 au VLTI, porté par l’OCA et qui pourra assurer une couverture spectrale comprise entre les bandes L & N (en infra-rouge), pour l’étude des nébuleuses pouponnières donnant naissance aux étoiles et des étoiles jeunes entourées d’un fort environnement circumstellaire de type Herbig Ae/Be propice à l’étude de la formation des planètes gazeuses (temps de formation 10 millions d’années environ) et des planètes rocheuses type terrestres (100 millions d’années de formation environ). Il y a aussi le projet GRAVITY (General Relativity Analysis via Vlt InTerferometry), qui est en phase de test et qui est prévu pour combiner la lumière de 4 télescopes dans l’infra-rouge au VLTI, pour l’étude des noyaux actifs de galaxies, de disque et jets autour d’étoiles en formation ou au sein des micro-quasars, des trous noirs de masse intermédiaire au cœur des amas globulaire et des planètes extrasolaires. Il y a aussi le LBT (Large Binocular Telescope) qui est constitué de deux télescopes de 8.4 mètres de diamètre, fonctionnant à la fois en mode "Fizeau imaging" et en mode "Nulling", et qui pourrait nous réserver de beaux résultats scientifiques. Il existe aussi quelques projets audacieux et séduisants parmi lesquels on peut citer la combinaison de plusieurs télescopes très distancés les uns des autres via fibre optique (à condition de régler les différents problèmes liés au phénomène de dispersion); Un projet d’une telle envergure a été suggéré, sous le nom de OHANA (Optical Hawaian

Array for Nanoradian Astronomy) pour relier, dans l'infra-rouge, les 7 télescopes de Mauna Kea, afin d'atteindre une résolution angulaire équivalente à un télescope monolithique de 800 m de diamètre. En 2006 un résultat encourageant à d'ailleurs été obtenu avec les deux télescopes du Keck (ayant des miroirs de 10 m de diamètre chacun et une séparation de 85 m l'un de l'autre) sur l'étoile 107 Herculis (Perrin et al. 2006). Autre idée audacieuse, les Hyper-télescopes, dont j'ai cité comme exemple les travaux tests actuels sur site de la Moutière, et qui consistent à utiliser les reliefs naturels de forme parabolique, pour installer plusieurs petits miroirs (tous pointés sur la même cible) et diriger la lumière collectée vers une gondole combinatrice qui se déplace au-dessus de la parabole via des câbles (Labeyrie 2013). Sans oublier l'ambitieux projet d'interférométrie hétérodyne, qui consiste à la transposition de plusieurs signaux d'une même source en laboratoire (éventuellement préalablement acquis, de manière simultanée et indépendante n'importe où dans le monde). Bien que cette idée est fort prometteuse, elle rencontre cependant d'importants problèmes de bande passante au cours des acquisitions. Un tel projet avant-gardiste avait vu le jour au plateau de Calern, sous le nom de "SOIRDETE", dans les années 70 (Gay & Rabbia 2014). Les 3 dernières idées de l'avenir de l'interférométrie (la fibre optique, l'hyper-télescope et l'interférométrie hétérodyne) sont des projets très coûteux et qui nécessitent beaucoup d'investissement (humain et matériel) et d'investigation pour atteindre un jour une concrétisation optimale. Néanmoins, certains grands projets en cours de réalisation peuvent être détournés à des fins interférométriques et relativement à moindre coût, à l'instar de la proposition de Millour (2010), qui consiste à implémenter plusieurs petits télescopes tout autour de l'E-ELT afin de combiner les lumières collectées interférométriquement, l'ESO bénéficiant déjà de l'expérience du VLTI.



FIGURE 3.12 – Énumération et géolocalisation des interféromètres à longue base les plus importants du 20^{ième} siècle. De nos jours seulement 3 d'entre eux sont toujours opérationnels (CHARA, NPOI et le VLTI).

3.2.4 Technique et caractéristiques de l'OLBI

Dans cette sous-section nous allons aborder les caractéristiques et techniques mise en pratique en OLBI dans le but d'obtenir une mesure optimale. Et pour ce faire nous avons plusieurs éléments à prendre en compte, dont :

Nombre de Bases interférométriques : L'interférométrie à deux télescopes distancés au maximum possible techniquement parlant nous apporte un gain considérable en termes de résolution mais aussi un manque non négligeable en termes de flux. Ainsi plus on a de télescopes, plus la couverture dans le plan de Fourier (qu'on explicite en détail, plus bas) est grande, meilleure sera l'information sur l'objet observé.

Pour deux télescopes c'est simple on a qu'une seule base interférométrique, pour 3 télescopes c'est 3 et pour dénombrer le nombre de bases interférométriques N_{base} qu'on peut obtenir, deux à deux d'un nombre N_{tel} de télescopes sans répétition, on fait appel aux mathématiques via la loi binomiale $C_{N_{tel}}^2$, qu'on lit combinaison de 2 parmi N_{tel} et qu'on formule comme suit :

$$N_{base} = C_{N_{tel}}^2 = \frac{N_{tel}!}{2!(N_{tel} - 2)} \quad (3.29)$$

où ! désigne la factorielle d'un nombre entier positif n , avec $n! = \prod_{1 \leq i \leq n} i$. Alors on peut écrire que le nombre de bases interférométriques possible est :

$$N_{base} = \frac{N_{tel}(N_{tel} - 1)}{2} \quad (3.30)$$

Ainsi, pour 100 télescopes, par exemple, le nombre de bases interférométriques sera de 4950. Ce qui veut dire aussi un rapport de 4949 d'informations en plus comparé à une seule base interférométrique (2 télescopes), d'où l'enjeu du nombre de bases interférométriques.

Les différentes techniques de recombinaison cohérente : Une fois les faisceaux lumineux issus de deux télescopes collectés et égalisés, ils sont ensuite combinés à l'aide d'un instrument recombineur. Il existe différentes manières de recombinaisons possibles, dont je vais citer ici que les deux principales (voir Fig.3.13) :

- **La recombinaison coaxiale :** Les deux faisceaux lumineux de chaque base interférométrique sont combinés à l'instar de l'interféromètre de Michelson via une lame parallèle semi-réfléchissante. La cohérence temporelle est assurée ici à l'aide de miroirs piézoélectriques, produisant ainsi deux interférogrammes de type "teinte plate" dont l'enveloppe correspond à celle de la cohérence temporelle.
- **La recombinaison multiaxiale :** Les faisceaux sont combinés à l'aide de lentilles ("convergentes", ou dites "coin d'air") pour obtenir un seul interférogramme de type tache d'Airy à franges. Ici et comme c'est le cas pour l'expérience de Young on joue plutôt sur la cohérence spatiale contrairement à la combinaison coaxiale qui elle joue sur la cohérence temporelle. Comme exemple, je cite AMBER, l'instrument avec lequel ont été collectées toutes les données de mon sujet d'étude de thèse, qui utilise un combineur multiaxial.

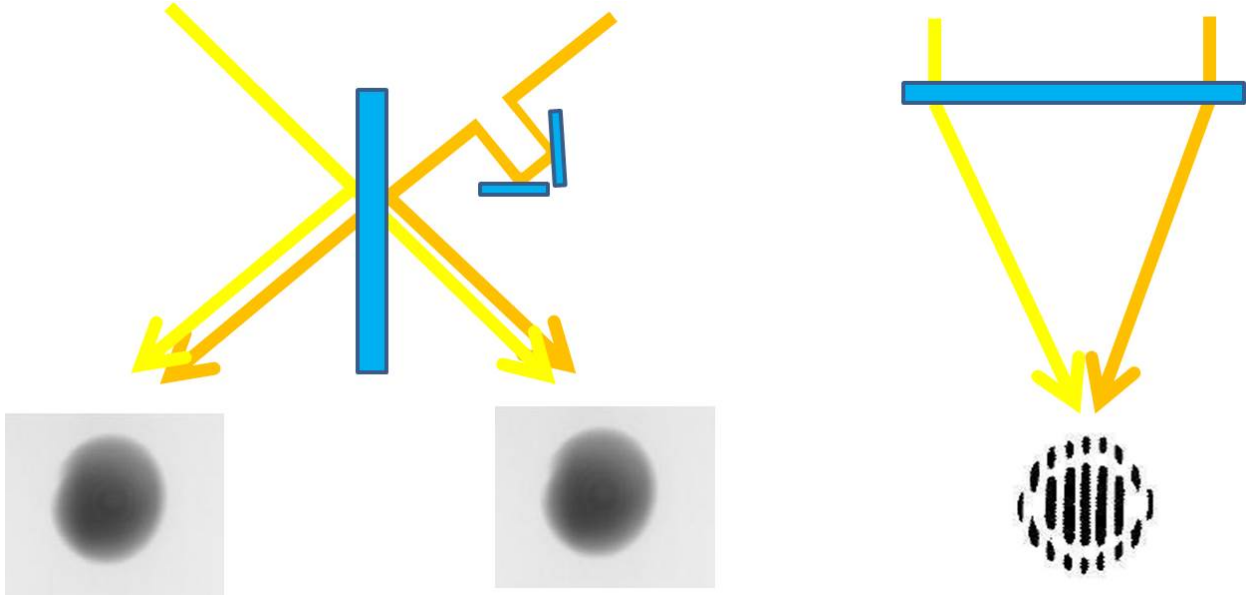


FIGURE 3.13 – Schéma représentant une recombinaison coaxiale à gauche et multiaxiale à droite.

La super-synthèse d'ouverture :

L'OLBI implique la possibilité d'avoir des bases interférométriques qui peuvent atteindre jusqu'à plusieurs centaines de mètres. A cela s'ajoute la rotation de la terre qui fait également tourner les lignes de base à cause du suivi d'un objet pointé au cours d'une nuit d'observation. Ce qui accroît significativement la couverture des fréquences spatiales u & v , sous forme d'arcs d'ellipses, dont le référentiel est au centre du dispositif diffractant ; c'est ce qu'on appelle **la couverture (u,v)** (ou bien le plan (u,v)).

Les équations qui régissent la couverture (u,v) dépendent principalement de la longueur d'onde observée, de la longueur de la base B , des déclinaisons et angles horaires (δ_s, h_s) de la source et (δ_B, h_B) du centre de la base interférométrique (voir Fig.3.14). où l'angle horaire $h = TSL - AD$, avec TSL le Temps Standard Local, et AD l'Ascension Droite (Fomalont & Wright 1974).

Selon la Fig.3.14, on peut écrire que :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(h_s) & \cos(h_s) & 0 \\ -\sin(\delta_s)\cos(h_s) & \sin(\delta_s)\cos(h_s) & \cos(\delta_s) \\ \cos(\delta_s)\cos(h_s) & -\cos(\delta_s)\sin(h_s) & \sin(\delta_s) \end{pmatrix} \frac{B}{\lambda} \begin{pmatrix} \cos(\delta_B)\cos(h_B) \\ \cos(\delta_B)\sin(h_B) \\ \sin(\delta_B) \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Les coordonnées $(B \cos(\delta_B) \cos(h_B), B \cos(\delta_B) \sin(h_B), B \sin(\delta_B))$ représentent ici les coordonnées (X, Y, Z) des télescopes, et les coordonnées $(0,0,0)$ représentent le milieu de la base interférométrique, avec $B = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$. Il faut bien noté que même si on a 3 fréquences spatiales ; u, v & w , le plan (u,v) lui, qui nous permet d'avoir une idée sur la couverture d'observation dans l'espace de Fourier, est toujours considéré au niveau de la base interférométrique, i.e. à $w = 0$ (voir Fig.3.14). La période sidérale de rotation de la terre étant exactement de 23h56s U.T., sa vitesse angulaire est alors de $\omega_{terre} = 7.27 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$, ce qui entraîne (pour une source résolue) une rapide variation de l'amplitude et de la phase de la visibilité, mesurée par la fréquence de frange $\nu_f = B \frac{d \cos(\theta)}{d h_s} = \omega_{terre} u \cos(\delta_s)$. De plus

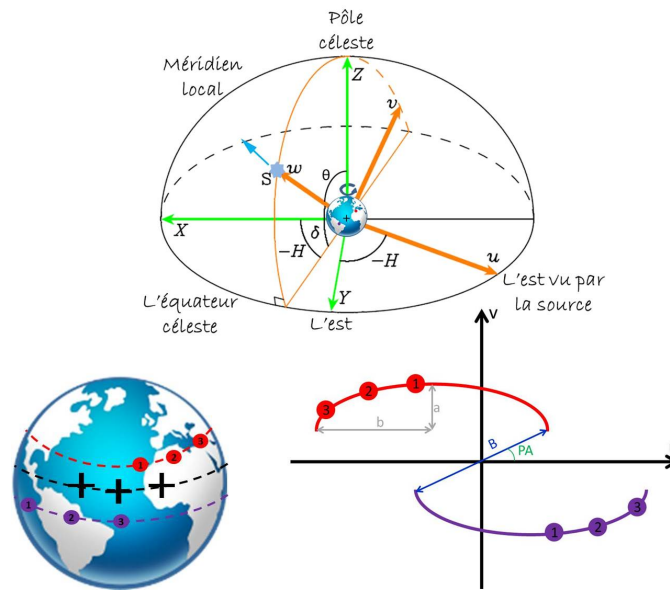


FIGURE 3.14 – Schéma décrivant la super-synthèse d'ouverture.

la rotation terrestre engendre une progression du module des fréquences spatiales sous forme d'arc d'ellipse dans l'espace de Fourier. Ce mouvement est décrit par la formule ci-dessous :

$$\frac{u^2}{a^2} + \frac{(v - v_0)^2}{b^2} = 1, \quad (3.32)$$

avec $a = \sqrt{X^2 + Y^2} = B \cos(\delta_B)$, $b = a \sin(\delta_s) = B \cos(\delta_B) \sin(\delta_s)$ et $v_0 = Z \cos(\delta_s) = B \sin(\delta_B) \cos(\delta_s)$. La Fig.3.14 montre un exemple de l'élargissement du plan (u, v) pour deux télescopes imaginaires (rouge & violet) évoluant sur 3 point chacun. Les coordonnées u & v peuvent aussi être exprimées à l'aide de la longueur de la base B et de l'angle de projection de la base PA , où $u = B \cos(PA)$ & $v = B \sin(PA)$.

Cependant, pour augmenter la couverture en fréquences spatiales, mais surtout pour étudier des processus physiques qui induisent une dépendance chromatique de la carte d'intensité de l'objet observé, nous utilisons des observations interférométriques à plusieurs longueurs d'onde, obtenant de ce fait une grande quantité d'information avec une technique permettant de résoudre les astres à la fois spectralement, avec la spectroscopie, et spatialement, avec l'interférométrie. Cette technique combinée est appelée spectro-interférométrie. Mais avant d'aborder plus en profondeur cette technique, introduisons tout d'abord la spectroscopie.

3.3 La Spectroscopie

La spectroscopie est sans doute le moyen qui a permis le plus d'avancées scientifiques en astrophysique à partir du 19^{ième} et 20^{ième} siècle. Même si les débuts de cette science furent en physique avec la décomposition de la lumière blanche du Soleil par Isaac Newton à l'aide d'un prisme en 1665, toutes les autres découvertes influencèrent fortement le domaine de

l'astrophysique. En effet, c'est à Joseph von Fraunhofer en 1814 qu'on doit l'invention du spectroscope (auquel il a incorporé le réseau de diffraction inventé par David Rittenhouse en 1785). C'est d'ailleurs à l'aide de son invention que Fraunhofer a pu établir un catalogue du spectre solaire, dont certaines raies portent son nom, et d'y repérer de mystérieuses bandes sombres.

S'appuyant sur les travaux de l'inventeur américain David Alter (1807-1881) qui avait suggéré l'idée que chaque élément chimique devait avoir sa propre signature d'émission spectrale spécifique (1854) et d'en apporter la preuve une année plus tard grâce à l'étude des propriétés optiques des gaz, et s'inspirant des études spectroscopiques de l'astronome suédois Anders Jonas Ångström (1814-1874) qui découvrit l'existence de l'hydrogène sur la photosphère solaire en 1862, Gustav Kirchhoff déduit en 1859, avec l'aide de Robert Bunsen, qu'un corps ne pouvait absorber que la quantité de radiations qu'il pouvait émettre. Il formula ainsi ses fameuses trois lois spectroscopiques qui décrivent chacune les trois différents spectres qu'on peut observer dans la nature (voir Fig.3.15) :

- **Un spectre continu** : qui est produit par tout corps chaud lumineux,
- **Un spectre de raies d'émission** : qui est produit par tout gaz chaud (optiquement mince), nous renseigne sur la nature des atomes qui compose le gaz et sur leurs niveaux d'énergie,
- **Un spectre de raies d'absorption** : qui est produit par tout corps chaud incandescent entouré par un gaz relativement plus froid (c'est ainsi qu'ils purent conclure que le Soleil était essentiellement constitué d'un noyau chaud entouré d'un gaz relativement plus froid).

C'est le spectre continu qui inspira à Kirchhoff le concept d'un objet parfait dont le spectre électromagnétique ne dépend que de sa température ; le concept du corps noir, qui a pu être modélisé par Planck en 1900, fortement influencé par les travaux de Kelvin, Stefan, Boltzmann, Paschen, Rayleigh et Wilhelm Wien. Ce modèle qui relie l'intensité spécifique I_0 à la température effective T_{eff} et la longueur d'onde λ d'une source lumineuse est connu sous le nom de la loi de Planck, et est formulé comme suit :

$$I_0(\lambda, T_{\text{eff}}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda\sigma_B T_{\text{eff}}}} - 1}, \quad (3.33)$$

où σ_B est la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière et h la constante de Planck. Le pic d'intensité d'un corps noir (sa température maximale) est déterminée par la loi de Wein $\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{4.965 \cdot \sigma_B T_{\text{eff}}}$. L'expérience du corps noir a pu être réalisée à l'aide d'un four chauffé à blanc, où se produisait un échange de température entre ses parois jusqu'à atteindre une température d'équilibre. A cette température correspondait une intensité lumineuse dont la loi de Rayleigh-Jeans (1900) prévoyait qu'elle serait proportionnelle à la température absolue et inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde, ce qui implique une valeur infinie pour les petites longueurs d'onde. Ce qui ne correspond pas du tout aux valeurs expérimentales dans le domaine des ultraviolets (d'où le nom de catastrophe ultraviolette). C'est cette ambiguïté que Planck a su résoudre avec son équation.

La température d'une étoile est relié à sa luminosité L via la loi de Stefan-Boltzmann ;

$L = \sigma_{SB} T_{\text{eff}}^4 S_*$, avec σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann et S_* la surface de l'étoile. Il est important de distinguer à ce stade l'intensité spécifique I_0 qui représente l'intensité ponctuelle au centre de l'étoile (voir effet d'assombrissement centre-bord), le flux intégré ou spectre F qui désigne la portion d'intensité observée sur un angle solide donné et la luminosité L qui représente l'intensité totale émise par toute la surface de l'étoile. Enfin, en pratique ce qu'on observe sur une étoile est plutôt un corps gris qui est la combinaison d'un corps noir parfait dépendant uniquement de la température et de raies d'absorptions spécifiques à la composition chimique du gaz surfacique de ladite étoile.

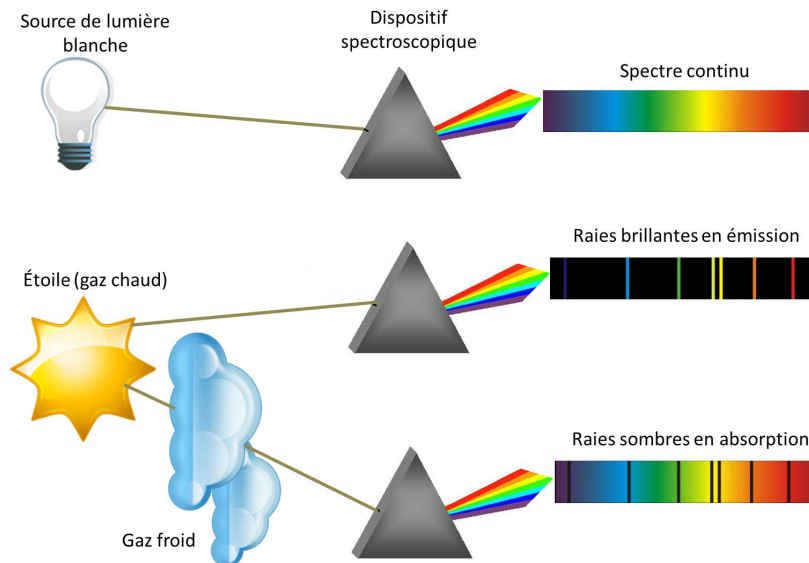


FIGURE 3.15 – Le Schéma descriptif des trois lois de la spectroscopie de Kirchhoff.

Quelques années plus tard, en 1865, Kirchhoff & Bunsen mirent en évidence le lien entre les spectres et les compositions chimiques des objets observés (faisant suite ainsi aux travaux de Foucault à partir de 1845), en observant sur certains spectres de flammes terrestres les mêmes bandes spectrales que celles décrites par Fraunhofer 51 ans auparavant, déterminant de ce fait la composition chimique du Soleil. Chose qui semblait encore impossible 30 ans plus tôt, tel qu'on pouvait lire dans le Cours de philosophie positive d'Auguste Comte en 1835.

Depuis et grâce à cette technique, on a pu déterminer l'abondance chimique de toute étoile visible via l'observation de sa photosphère, et d'ouvrir de ce fait le champ de la physique stellaire (astrophysique) et totalement la démarquer du domaine de l'astronomie. La spectroscopie a ainsi permis à Jules Janssen d'identifier l'atome d'hélium sur le spectre $H\alpha$ du limbe solaire, lors de l'éclipse totale solaire à Guntur en Inde le 18 Août 1868, avant sa détection terrestre, d'où le nom de cet élément en hommage au dieu grec du Soleil "Hélios", proposé par l'astronome britannique Sir J.N. Lockyer. En plus de l'hélium, les travaux de Kirchhoff ont permis la découverte de bon nombre de nouveaux éléments chimiques qui ont enrichi le tableau périodique de Mendeleïev proposé en 1869.

De ce fait la spectroscopie permet aussi d'étudier l'influence de la métallicité sur l'activité stellaire, qui joue un grand rôle dans l'histoire évolutive des étoiles. Bons nombre d'études

ont été menées qui démontrent une importante corrélation entre l'abondance métallique, l'impact des zones radiatives et convectives d'une étoile et sa rotation (Maeder & Meynet 2001; Hirschi et al. 2005; Meynet & Maeder 2005). Ainsi, plus la métallicité est faible, plus l'étoile est encline à être une chaude active à fort moment cinétique (Maeder 1999; Martayan et al. 2006). De plus la métallicité d'une étoile peut aussi impacter de manière significative la puissance de ses vents radiatifs au niveau de la photosphère (tel qu'abordé au chapitre 2.3.2).

La spectroscopie nous permet aussi de classifier le type spectral des étoiles, de mesurer leur température effective de surface (plus la photosphère de l'étoile est chaude, plus celle-ci émet un rayonnement spectral riche en longueurs d'ondes courtes (bleu et violet)), de déduire la pression interne et aussi de prédire l'évolution des étoiles. En effet dès l'énoncé de la loi de Pogson (1856), qui nous permet de relier la luminosité d'une étoile à sa magnitude apparente via une source connue (le Soleil par exemple), il a été possible à Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell en 1910 de classifier les étoiles selon leur type spectral et leur luminosité sous la forme d'un schéma qui porte le nom de diagramme de Hertzsprung-Russell.

Cette technique a permis aussi de mettre en évidence l'influence du champ magnétique sur les étoiles, via l'effet Zeeman (1886), qui produit un dédoublement des raies sous l'effet du champ magnétique, telle la découverte de George Ellery Hale qui a démontré l'origine magnétique des tâches solaires avec le spectrohélographe qu'il avait inventé en 1902, et qui réalisa ainsi les premiers magnétogrammes de l'humanité. Un effet analogue à cet effet, et qui crée des dédoublements des raies spectrales mais sous l'action d'un champ électrique est connu sous le nom d'effet Stark (1874-1957). C'est également à Johannes Stark qu'on doit la découverte de l'effet Doppler-Fizeau dans des faisceaux d'ions positifs, et pour lequel un prix Nobel lui a été décerné en 1919. Ces derniers trois effets (Zeeman, Doppler-Fizeau et à moindre mesure Stark) sont responsables d'importants changements morphologiques des raies spectrales et sont dominants dans les étoiles et leurs environnements.

A ce propos l'effet Doppler (dont le nom complet est l'effet Doppler-Fizeau) est un effet très important dans l'observation du mouvement des étoiles et de leurs environnements proches, entre autre leur rotation, ainsi que la déduction des distances. Cet effet a été décrit la toute première fois par Christian Doppler en 1846 dans l'article Erratum sur la lumière colorée des étoiles doubles, cet effet a été vérifié pour les ondes acoustiques, en 1845, par le chercheur néerlandais Buys Ballot, et par Hippolyte Fizeau pour les ondes électromagnétiques en 1848.

Cet effet est aisément démontrable en imaginant deux référentiels alignés sur une droite ; un placé sur une source émettrice d'un signal électromagnétique avec une fréquence $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ et se déplaçant avec une vitesse notée v_{proj} , et un référentiel observateur qui se déplace avec une vitesse v_{obs} . La distance parcourue, pour un battement, vu par le référentiel émetteur est $d_{em} = \frac{(c-v_{proj})}{\nu_0}$, mais du point de vue de l'observateur la distance parcourue durant ce laps de temps $T_{obs} = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{c}$ est $d_{obs} = cT_{obs} = d_{em} + v_{rec}T_{obs} \Rightarrow d_{em} = \frac{c-v_{proj}}{\nu_0} = \frac{c-v_{obs}}{\nu}$. De cette dernière équation et en supposant que le référentiel observateur est fixe ($v_{obs} = 0$), on peut formuler le décalage en longueur d'onde par effet Doppler-Fizeau comme suit :

$$\Delta\lambda = \frac{v_{proj}}{c}\lambda_0 \quad (3.34)$$

De ce fait, un décalage vers le rouge (redshift) ou vers le bleu (blueshift) s'opère selon que la source s'éloigne ou s'approche de l'observateur (c'est ce phénomène qui a permis à Edwin Hubble, en 1929, d'énoncer sa fameuse loi et de déduire l'expansion de l'univers, renforçant de ce fait la théorie du Big bang, énoncée initialement par Georges Lemaître une année plus tôt sous le nom d'atome primitif). La photosphère des étoiles est constituée de gaz agité thermiquement, provoque un élargissement des profils de raies d'absorption de l'ordre de deux fois la vitesse thermique dudit gaz.

De même, l'effet Doppler s'applique aussi parfaitement à l'étude des étoiles (et de leur environnement proche) en rotation. En effet, là aussi un élargissement des raies photosphériques est observé de l'ordre de deux fois la vitesse de rotation observée. Dans le cas des rotateurs rapides qui sont souvent des étoiles actives chaudes, la vitesse de rotation est très grande devant la vitesse thermique. En supposant la vitesse de rotation équatoriale v_{eq} et i l'angle d'inclinaison entre l'axe de visée de l'observateur et l'axe de rotation de l'étoile, on observera pour chaque point à la surface photosphérique de l'étoile une vitesse de $\pm v_{eq} \sin i$ selon le sens de rotation. Importante donnée qui nous permettra via des modèles de déterminer la forme, l'inclinaison et la distribution latitudinale des températures et de l'intensité, sans quoi notre étoile pourrait se retrouver mal classée dans le digramme HR, avec toutes les incohérences théoriques que cela pourrait entraîner. Enfin la mesure du $v_{eq} \sin i$ est sensible à l'assombrissement gravitationnel engendré par la rotation critique de certains rotateurs rapides, et la non considération de ce phénomène, accentué par un grand angle i , peut entraîner d'importants biais, tel que révélé par [Townsend et al. \(2004\)](#).

Pour de plus amples détails sur les profils de raies stellaires et leur élargissement naturel, thermique, collisionnel et rotationnel, voir le livre de David F. [Gray \(1988\)](#), qui aborde le phénomène à la fois d'un point de vue microscopique et macroscopique.

La spectroscopie, comme on vient de le voir, est un outil puissant qui offre d'importantes informations sur les vitesses, cependant elle est limitée. Le spectre étant une intégration sur toute la surface de la source observée (le moment d'ordre 0 de la distribution de brillance), elle offre peu ou pas du tout d'informations spatiales (ou angulaire). Informations qui sont obtenues par l'interférométrie (voir plus haut). La combinaison de ces deux méthodes peut donc nous fournir des informations à la fois spatialement et dans le champ des vitesses. Cette technique qui est connue sous le nom de spectro-interférométrie ou d'interférométrie différentielle est expliquée ci-dessous.

3.4 La Spectro-Interférométrie

L'aventure spectro-interférométrique a débuté avec [Beckers \(1982\)](#), qui a eu l'idée de comparer les tavelures (speckles) issues de longueurs d'ondes différentes d'un télescope monolithique, et s'est aperçu d'un déplacement photo-centrique entre chaque longueur d'onde. Ce dernier est aisément appréciable indépendamment des variations du seeing

(la largeur à mi-hauteur de la PSF liée la perturbation atmosphérique) et de la taille du speckle, contournant de ce fait le critère de Rayleigh en offrant la possibilité de mesurer tout déplacement plus petit que la taille de la tavelure elle-même. Beckers nomma cette nouvelle technique Differential speckle interferometry (DSI), ou interférométrie différentielle des tavelures en français. Cette technique, qui fournit un nouveau paramètre astrophysique : le vecteur représentant la variation chromatique du photo-centre de l'objet comme une fonction de la longueur d'onde (qui est proportionnelle à la dépendance chromatique de la phase de la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source), a été étendue à une gamme de longueurs d'ondes plus importante et appliquée à l'interférométrie par **Petrov (1989)** qui a établi les fondements de l'Interférométrie Différentielle (DI). Ce qui a permis pour la première fois de séparer des paramètres spatiaux et spectraux des objets formant la binaire Capella (**Petrov & Lagarde 1992**) à l'OHP.

Depuis la DI n'a cessé de se développer et de connaître un grand essor à travers le monde, les deux plus grands interféromètres fonctionnant en mode différentiel construits à ce jour sont le Keck et le VLTI, dont les premières franges ont été observées en 2001. Le tableau ci-dessous (Tab.3.3) récapitule la localisation ainsi que les caractéristiques des principaux interféromètres différentiels fonctionnels à travers le monde.

TABLE 3.3 – Récapitulatif des interféromètres en mode de fonctionnement différentiel à travers le monde, avec leur nom, lieu géographique, nombre de télescopes combinables N_{tel} , longueur de base maximale B_{max} , et domaine spectral $\lambda(\mu m)$ (voir Tab.4.1)

Nom	Lieu géographique	N_{tel}	B_{max}	$\lambda(\mu m)$
CHARA	Mont Wilson, USA	6	330	0.45-2.5 (B-K)
ISI	Mont Wilson, USA	3	70	8-13 (N)
KECK-I	Mauna Kea, USA	2	85	2.2-10 (K-N)
NPOI	Anderson Mesa, USA	6	435	0.45-0.85 (B-I)
PTI	Mt Palomar, USA	2	110	1.5-2.4 (H-K)
SUSI	Narrabri, Australie	2	640	0.4-0.9 (B-I)
VLTI	Cerro Paranal, Chili	4	200	1.2-13 (J-N)

3.4.1 Les mesurables en spectro-interférométrie

Les mesurables de la DI à l'instar de l'interférométrie classique sont déduits de la visibilité complexe via le théorème de Van Cittert-Zernike (voir Eq.(3.25)), où on aura simplement une dépendance supplémentaire sur la variable de la longueur d'onde λ . Dans ce cas, la visibilité complexe différentielle V est :

$$V(u, v, \lambda) = \frac{\tilde{I}(u, v, \lambda)}{\tilde{I}(0, 0, \lambda)} \quad (3.35)$$

De cette équation, et de raisons pratiques liées au rapport signal à bruit (SNR) et autres biais instrumentaux, sont déduits les 3 principaux observables utilisés en interférométrie

différentielle à savoir (e.g., entre une paire de télescopes notée i & j) :

- **Le module de visibilité** : Formulé $V_{ij}^2(u_{ij}, v_{ij}, \lambda) = |V_{ij}(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)|^2$, il est aisément mesurable et nous renseigne sur la résolution de l'objet (peu résolu $V^2 \rightarrow 1$, résolu $V^2 \rightarrow 0$), sur sa taille (voir Fig. 3.8) et sur le type d'objet (singulier ou binaire).
- **La phase différentielle** : Formulée $\Phi_{ij}(u_{ij}, v_{ij}, \lambda) = \arg(V_{ij}(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)) - \arg(V_{ij}(u_{ij}, v_{ij}, \lambda_0))$, cette observable, qui est tout aussi aisément observable, est directement reliée au déplacement chromatique du photo-centre $\varepsilon_{ij}(\lambda) = -\frac{\Phi_{ij}}{2\pi f_s}$ (1^{er} ordre du développement en série de MacLaurin de la phase, **Jankov et al. (2001)**, où $f_s = B/\lambda$), ce qui nous permet d'avoir de précieuses informations sur la cinématique de l'objet.
- **La clôture de phase** : Formulée $\Psi_{ij}(\lambda) = \sum_{C_2^{N_{tel}}} \Phi_{ij}(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)$, elle désigne la sommation totale des phases sur toutes les combinaisons possibles de tous les télescopes deux à deux. Cette observable est un peu plus couteuse en terme de perte d'information que les autres car le nombre de clôtures de phase mesurable est $N_\Psi = \frac{(N_{tel}-1)(N_{tel}-2)}{2}$. Elle nous renseigne surtout sur la symétrie de l'objet, ainsi $\Psi \neq 0$ veut dire que l'objet est assymétrique, mais $\Psi = 0$ ne permet pas d'affirmer le contraire.

De ce fait le nombre total d'observables est donc $N_{obs} = 2N_{base} + N_\Psi$ (voir Eq.(3.30)). Cela dit, le degré de résolution de l'objet a un impact significatif sur les observables, ce qui crée une sorte de hiérarchie interférométrique, tel que **Petrov (1989)** & **Lachaume (2003)** l'ont démontré, via le moment de la distribution de flux au nième ordre (appelé facteur de super-résolution par **Petrov (1989)**) et qui est noté :

$$M_n.u_1...u_n = \int \int I(\alpha)(\alpha - \alpha_0).u_1...(\alpha - \alpha_0).u_n d\alpha^2, \quad (3.36)$$

où $u = B/\lambda$ est la fréquence spatiale, en fonction de la base projeté B et de la longueur d'onde λ , et α la position angulaire de l'objet observé dans le ciel. En supposant que l'objet est partiellement résolu, la visibilité V est alors proche de 1 ; sa taille est donc une fraction de B/λ . Dans un tel cas, la plupart du flux se trouve dans une zone où $|u\alpha| \ll 1$, on peut donc écrire en utilisant le moment de la distribution du flux en première approximation pour 3 télescopes (par exemple) que le module de visibilité est :

$$|V|^2 = 1 - 4\pi^2(M_2.u.u), \quad (3.37)$$

la phase différentielle est :

$$\phi = -2\pi(M_1 u), \quad (3.38)$$

et la clôture de phase est :

$$\Psi = \phi(u_{12}) + \phi(u_{23}) + \phi(u_{31}) = \frac{4}{3}\pi^3(M_3 u_{12}.u_{23}.u_{31}). \quad (3.39)$$

Notons que ϕ est proportionnelle au moment du premier ordre de la distribution de flux, $1 - |V|^2$ est proportionnel au moment du second ordre de la distribution de flux et Ψ au 3^{ème} ordre de la distribution de flux . Ainsi pour une source non résolue, on obtient tout d'abord des informations spatiales à partir de la phase différentielle, mais moins du module de visibilité et encore moins de la clôture de phase ($\Phi > |1 - V^2| > \Psi$).

Enfin, il faut noter que l'interférométrie différentielle à longues bases améliore grandement le champ de couverture (u,v) dans l'espace de Fourier, ce que nous permet d'avoir plus de flux et donc de plus amples informations sur l'objet observé (voir Fig.3.16).

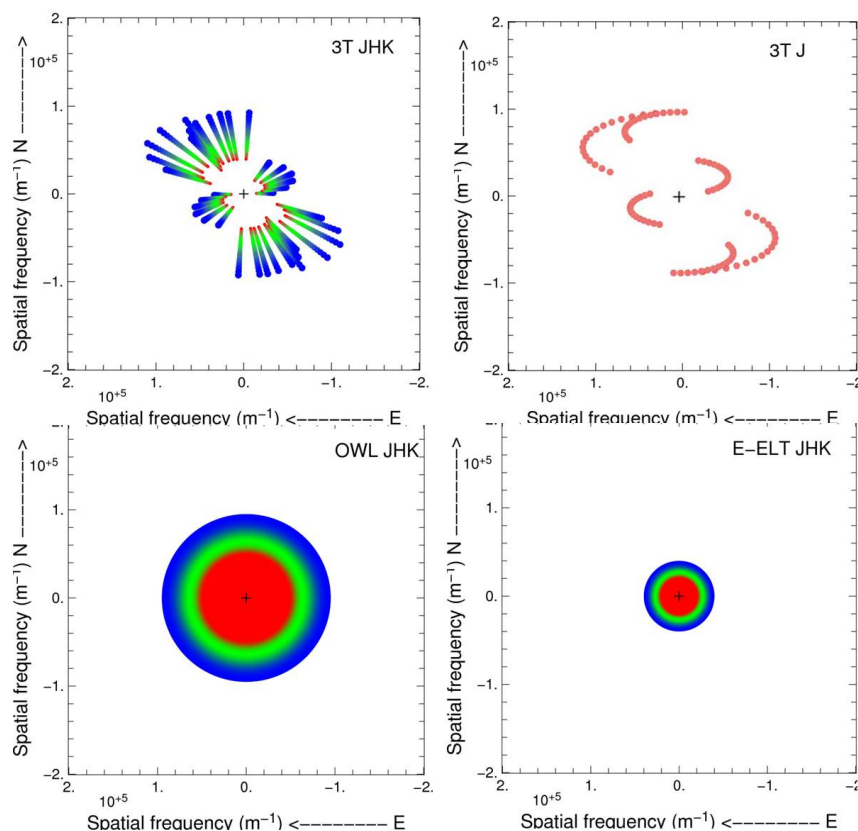


FIGURE 3.16 – Comparaison de différentes couvertures (u,v) . En haut à droite : Une couverture (u,v) en bande spectrale J à trois télescopes au VLTI. En haut à gauche : La même couverture mais en bandes spectrales JHK . En bas à droite : la couverture (u,v) JHK du futur E-ELT (l'European Extremely Large Telescope), le télescope géant de 39.3 m de diamètre. En bas à gauche : la même couverture mais d'OWL (Overwhelmingly Large Telescope, appelé aussi OLT), le projet d'un télescope de 100 m de diamètre abandonné de l'ESO pour l'E-ELT pour des raisons budgétaires. Le code de couleur rouge, vert, bleu correspond respectivement au domaine des bandes spectrales J , H & K dans le plan (u,v) . (Source : cours de F. Millour, VLTI School 2010).

Ainsi, la DI nous permet d'avoir accès à plusieurs grandeurs une fois que notre objet est correctement résolu, entre autres : le spectre, le module de visibilité, la phase différentielle et la clôture de phase. Grandeurs qui nous renseignent sur le type (singulier ou binaire), grâce auxquelles on peut déduire l'inclinaison de l'axe de rotation ainsi que la rotation différentielle de l'objet observé, la forme et l'aplatissement. Ainsi que des informations sur l'asymétrie de l'objet et la possibilité d'estimer dans certains cas l'image à haute résolution spatiale de l'objet sans passer par l'ajustement de modèles.

Ayant évoqué dans le premier chapitre les objets de nos études et dans le second la méthode de mesure d'observation choisie (la DI infra-rouge entre autre). Dans la section suivante nous allons expliciter en détail, la déduction du diamètre angulaire d'un rotateur

rapide (l'étoile Achernar) via la phase différentielle (notée ici ϕ_{diff}), mesurée par l'instrument AMBER au VLTI ; un instrument que nous allons aussi aborder sous tous ses aspects aussi bien caractéristique/fonctionnel que techniques (données, réductions et traitement). Mais pour plus amples détails, avec un large aperçu sur les méthodes, instrumentations, techniques et tous les résultats scientifiques utilisés et acquis en interférométrie, lire Jankov (2010, 2011).

3.5 Application : Détermination du diamètre angulaire d'Achernar via la ϕ_{diff} d'AMBER

La détermination du diamètre apparent des étoiles a depuis toujours intéressé les astronomes. Au moyen âge, le diamètre angulaire \varnothing des étoiles les plus imposantes du ciel nocturne était estimé à 2' (les limites de la résolution de l'œil humain). En 1632 Galilée fut le premier à imaginer un système simple mais ingénieux afin de mesurer le diamètre angulaire de Vega, où à l'aide d'une ficelle (d'épaisseur connue) rigide placée à la verticale et s'éloignant suffisamment de celle-ci, jusqu'à ce que le fil recouvre entièrement l'étoile, Galilée estima le diamètre angulaire de Véga à 5". Résultat bien évidemment bien loin de la vraie valeur mesurée de nos jours avec nos moyens actuels, mais qui correspond assez bien à l'effet rajouté de la perturbation atmosphérique. Une méthode d'estimation théorique du diamètre angulaire fut proposée au 18^{ième} siècle par Newton qui essaya de déduire à quelle distance de la Terre il faudrait placer le Soleil ($\varnothing_{\odot} = 30'$) pour que ce dernier ait une magnitude comparable à celle de Véga (i.e. magnitude 0). Ses calculs le menèrent à un diamètre angulaire de 0.2 milli-arc-sec (le type spectral de Véga étant différent de celui du Soleil, le calcul de Newton est alors partiellement biaisé, en réalité Véga a un diamètre angulaire de 3 milli-arc-sec environ). Ce n'est qu'avec l'essor de l'interférométrie, à partir du 20^{ième} que la détermination expérimentale du diamètre angulaire des étoiles fut possible, d'abord en utilisant la visibilité (Michelson & Pease 1921), puis via la phase différentielle ϕ_{diff} qui permis en un premier temps à Thom et al. (1986) de déduire la taille angulaire de l'enveloppe de γ Cas observée par le I2T $\varnothing_{\text{disk}} = 5.2$ mas, puis avec le GI2T de déduire via un modèle dit de Poeckert, le diamètre angulaire de la même étoile ($\varnothing_* = 1.7$ mas, Mourard et al. (1989)).

Dans la même optique, un travail de déduction des paramètres fondamentaux (diamètre angulaire équatorial \varnothing_{eq} compris) du rotateur rapide Achernar fut entrepris, en ajustant les paramètres d'un modèle de rotateurs rapides aux mesures effectuées par l'instrument AMBER au VLTI lors d'une campagne d'observation, menée par mes directeurs de thèse fin 2009. J'ai rejoint l'équipe et ai commencé mon aventure interférométrique début 2010 où je devais principalement réduire les données et traiter les importants biais instrumentaux qui avaient entaché nos mesures et qui rendaient toute exploitation des données quasi-impossible, et que je détaille ci-dessous. Mais avant d'aller plus loin, familiarisons-nous d'abord avec notre étoile-cible (Achernar), notre grand système interférométrique (VLTI) et notre instrument de mesure (AMBER) :

3.5.1 Achernar

Le mot Achernar dérive de l'arabe phonétique "Akhir al Nahr", qui signifie littéralement "fin de la rivière". C'est l'étoile principale de la constellation de l'Éridan, qui a été cataloguée par William Herschel en 1783. Achernar n'étant pas visible depuis l'hémisphère nord et donc depuis l'Europe, elle fut découverte dans le ciel australe par les navigateurs du 16^{ième} siècle. L'Éridan² se terminait auparavant par Acamar (θ Eridani), une étoile visible à la limite de

2. Fleuve mythologique grec qui accueille le corps sans vie de Phaéton, fils d'Hélios (dieu du Soleil), foudroyé par Zeus pour avoir perdu le contrôle du char solaire et failli embraser le monde.

l'hémisphère nord depuis l'Europe. Dans la littérature, certains philosophes contemporains estiment qu'Achernar, Canopus et Fomalhaut sont les trois étoiles qui éclairent le ciel du purgatoire, tel que décrit par Dante Alighieri (1265-1321) dans son œuvre de "la Divine Comédie" (probablement influencé par le travail de l'astronome perse Al-Farghani (805-880)).

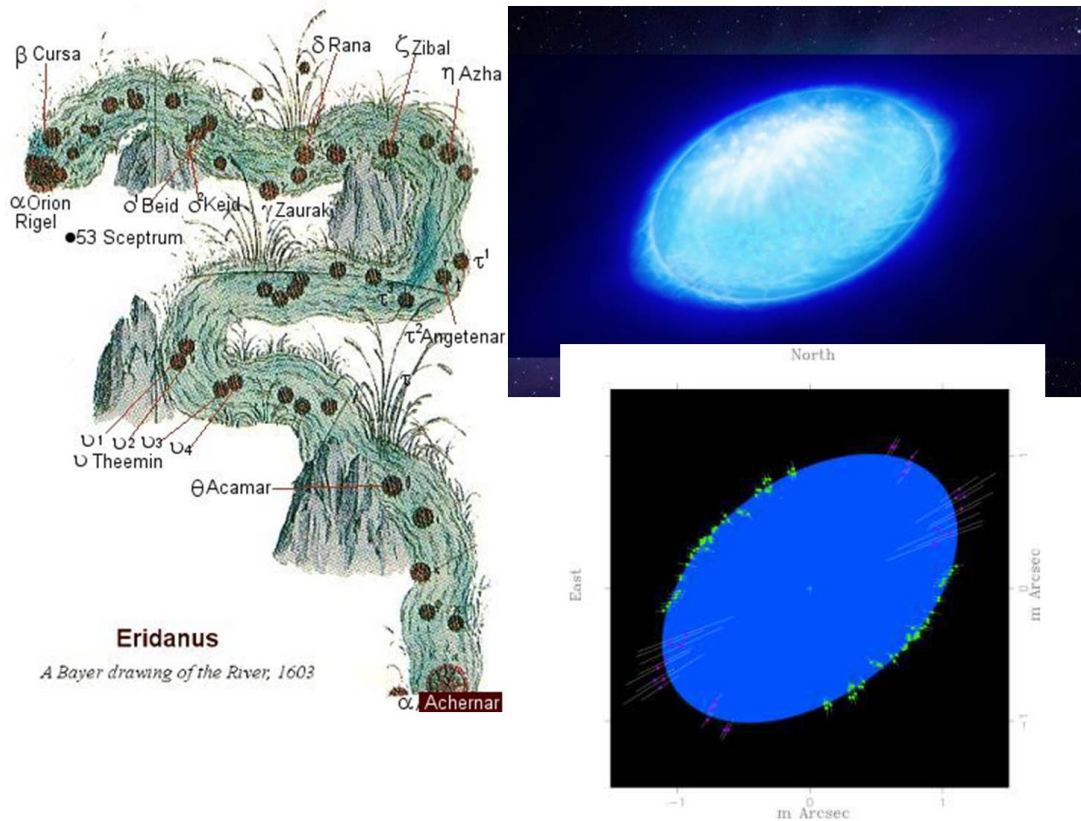


FIGURE 3.17 – A gauche : Une vue d'artiste de la constellation de l'Éridan (le fleuve mythique) et des étoiles qui le constitue. A droite en haut : une vue d'artiste d'Achernar. A droite en bas : Représentation de l'aplatissement d'Achernar (Domiciano de Souza et al. 2003), une première à l'époque.

Achernar (α Eri, HR 472, HD 10144) est une étoile de masse $M = 6.1M_{\odot}$ (Harmanec 1988) éloignée de la terre d'une distance estimée entre $d = 44.1pc$ (Perryman et al. 1997) et $d = 42.7pc$ (van Leeuwen 2007). De type spectral B6Vep, elle a une température effective apparente $\bar{T}_{eff} = 15000 K$ (Vinicius et al. 2006). Étoile tournant à une grande vitesse $v_{eq} \sin i = 225km.s^{-1}$ (estimée spectroscopiquement par Slettebak (1982)), elle est fortement aplatie avec un rapport d'aplatissement généralement estimé à $1.41 - 1.56$ avec une précision de 3% (Domiciano de Souza et al. 2003). Des études ultérieures (Kervella & Domiciano de Souza 2006) rapportent une perte de masse polaire. Un petit disque résiduel a été observé par Carciofi et al. (2008), et la présence d'un compagnon a été déterminée par Kervella et al. (2008) avec un cycle de 7 ans environ, qui peut expliquer aussi la périodicité d'apparition/disparition du disque circumstellaire d'Achernar. Cependant, Kanaan et al. (2008) a étudié la contribution de l'environnement circumstellaire (CSE) pour expliquer la possible importance du fort aplatissement apparent d'Achernar. Récemment (Domiciano de Souza et al. 2012a), on a pu déterminer quatre paramètres fondamentaux d'Achernar, à savoir son rayon équatorial $R_{eq} = 11.6 \pm 0.6R_{\odot}$, sa vitesse de rotation équatoriale $V_{eq} = 298 \pm 9km.s^{-1}$, son

inclinaison $i = 101 \pm 5.2^\circ$ et l'angle de position du grand-axe $PA_{rot} = 34.7 \pm 1.6^\circ$. Ces résultats ont été confirmés dans les barres d'erreur par [Hadjara et al. \(2014\)](#) & [Domiciano de Souza et al. \(2014\)](#).

3.5.2 Le VLTI

C'est sous l'égide de l'ESO (l'Observatoire Européen Austral) que fut décidé, en 1983, le lancement du projet du VLT (Very Large Telescope); la construction d'une série de télescopes de très grandes tailles, à fonctionnement individuel et indépendant, dotés d'instruments et d'imageurs photométriques, polarimétriques et spectroscopiques. Quatre ans plus tard, encouragé par les dernières avancées interférométriques (voir Fig.3.11) et tous les résultats obtenus en matière de détermination du rayon angulaire de quelques étoiles et de leurs environnement proches, l'ESO décida d'inclure le mode interférométrique ce qui donna officiellement naissance au projet VLTI (Very large Telescopes Interferometer) en 1987.

Après une recherche, à travers le monde, du site adéquat pouvant accueillir ce projet dans des conditions météorologiques et atmosphériques optimales, l'ESO choisit en 1990 d'installer le VLT/VLTI au nord du Chili, aux portes du désert de l'Atacama, perché à 2635 m, sur le mont Paranal, au sommet d'une chaîne montagneuse longeant, par l'ouest l'océan pacifique baigné par les courants froid descendant du "Gulf stream" (dit courant de Humboldt), ce qui limite considérablement l'évaporation océanique et de surcroît l'humidité. Inversement, l'air chaud ascendant du désert de l'Atacama, à l'est, aidé par le relief naturel du site empêche le peu d'humidité d'arriver au site d'observation, ce qui incite toute formation nuageuse à se former en contre-bas du flanc de montagne sur la côte. Au-delà du désert de l'Atacama, la cordillère de Domeyko et surtout la cordillère des Andes protégeant le site de toute formation nuageuse coté est. Cette configuration naturelle fait que le ciel de Cerro Paranal est l'un des plus purs au monde (pluviométrie quasi-nulle, 350 à 360 nuits claires par an et perturbation atmosphérique très faible). Les travaux de construction furent entrepris une année plus tard et durèrent plus de 7 ans.

L'orientation et l'emplacement des différents télescopes furent étudiés de sorte à optimiser les couvertures (u,v) des observations interférométriques. Deux types de télescopes furent installés. Les UT (Unit Telescopes), ont un miroir de 8.2 m chacun; ils sont fixes et au nombre de 4, et possède des noms Mapuches : Antu (Soleil) -UT1-, Kueyen (Lune) -UT2-, Melipal (croix du sud) -UT3- et Yepun (Venus) -UT4-. Ils sont dotés chacun d'un système puissant d'optique active pour palier à toutes déformations de leurs miroirs géants. Ils sont également pourvus de petites ouvertures qu'on ouvre quelques minutes avant le coucher du Soleil afin de veiller à l'équilibre thermique des dômes qui les abritent avant chaque nuit d'observation pour éviter toute perturbation atmosphérique à l'intérieur des dômes. Ils sont complétés par un deuxième type de télescopes, les AT (Auxiliary Telescope), mobiles et placés sur rails, ils ont des miroirs de 1.8 m de diamètre. Ces 4 télescopes ne sont prévus que pour fonctionner en mode interférométrique. Ils peuvent être placés selon un grand nombre de combinaisons de taille et d'orientation possible, près de 4000 en tout, ce qui permet une grande couverture de l'espace de Fourier, augmentant ainsi les capacités de reconstruction d'images du VLTI (voir Fig.3.18). Au début, le rôle des AT était régité par 2 sidérostats de 40 cm de diamètre, avant leur remplacement définitif en 2003. Les AT sont couverts par des

dômes compacts et sont totalement autonomes.

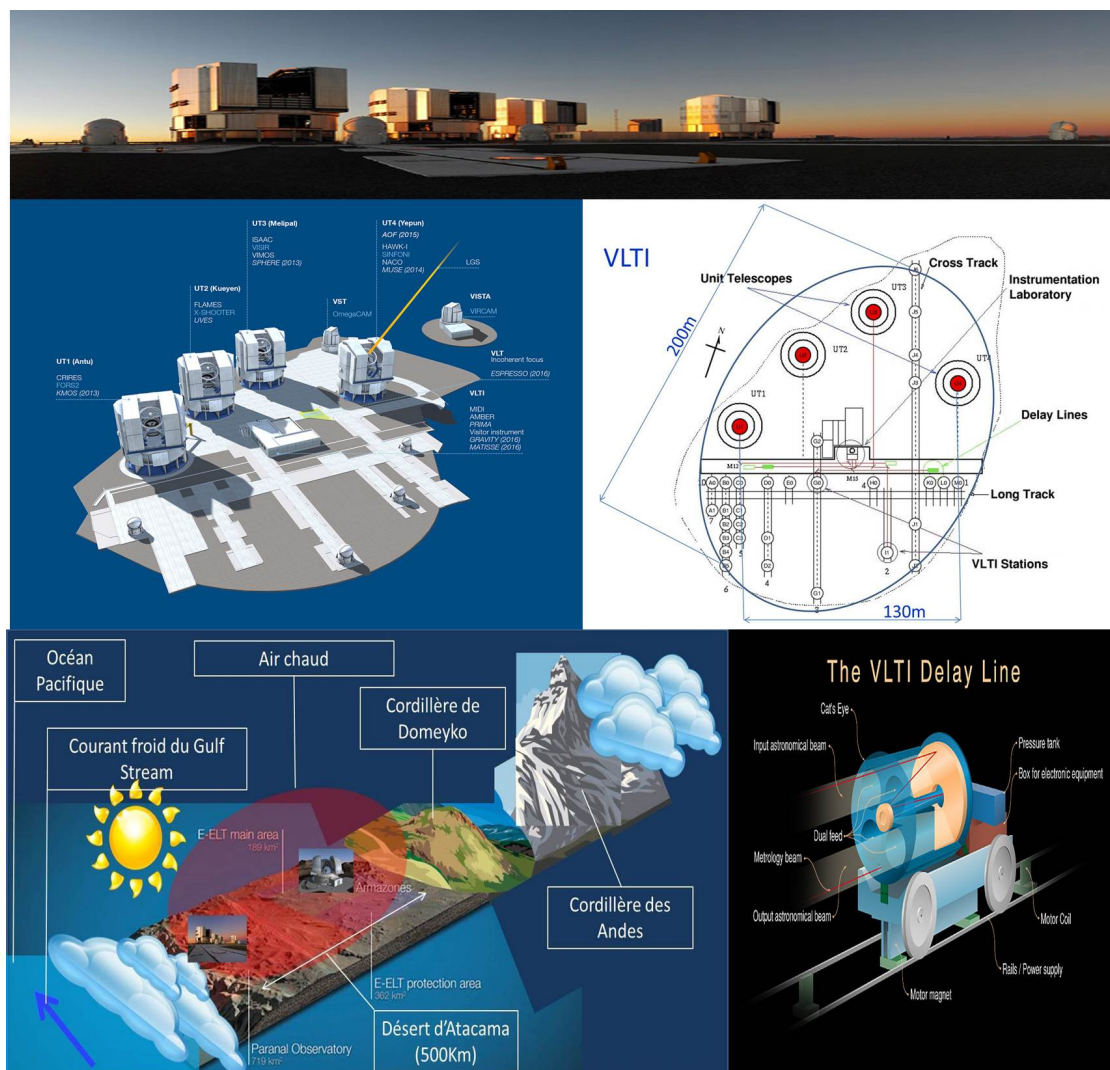


FIGURE 3.18 – **En haut** : Une vue panoramique sur l'ensemble des télescopes du VLTI (UT & AT) -crédit ESO-. **Au milieu, à gauche** : Un plan détaillé 3D de l'ensemble des installations et instrument VLTI actuels et futurs -crédit ESO-. **Au milieu, à droite** : Un plan d'ensemble, vue du haut, du VLTI avec échelle des distances et toutes les positions possibles que peuvent adopter les AT (Source : ESO). **En bas, à gauche** : Un plan topologique qui explique le positionnement géographique unique au monde, avec des conditions météorologiques d'exception, du VLT sur le mont Paranal. **En bas, à droite** : Un schéma descriptif des chariots des lignes à retard, et se qui trouvent dans les galeries de tunnels souterrains qui relient l'ensemble des télescopes du VLTI entre eux -crédit ESO-.

Le sous-sol du VLTI abrite des tunnels contenant des lignes à retard qui servent à corriger la différence de chemin optique entre les télescopes. Les faisceaux lumineux sont ensuite dirigés vers les instruments de combinaison situés dans une salle appelée le "laboratoire focal". Actuellement le VLTI compte plusieurs instruments de recombinaison (AMBER, MIDI, PIONIER et PRIMA), mais à l'origine et lors de sa mise en marche en 2001, le VLTI ne comptait qu'un seul recombineur test dans l'infra-rouge proche ; VINCI (Vlt Interferometer Commissioning Instrument) qui ne pouvait combiner que la lumière de 2

télescopes, et qui était en fait une copie de l'instrument FLUOR de l'interféromètre IOTA. Les premières franges d'interférence furent acquises le 16 mars 2001 sur l'étoile α Hydrae. La plus exceptionnelle observation réalisée par VINCI a été celle qui a permis pour la première fois de mesurer l'aplatissement de l'étoile Achernar avec une soixantaine de points de visibilité environ (Domiciano de Souza et al. 2003). Enfin, VINCI a permis de repérer puis de corriger un bon nombre de défauts et de régler un bon nombre de problème du VLTI, ouvrant de ce fait la voie à une nouvelle génération de combineurs plus puissants et plus performants.

3.5.3 AMBER

3.5.3.1 Un peu d'histoire :

Juste avant la mise en service du VLT entre 1996-1997, l'ESO constitua des groupes internationaux de réflexion (ESO Workshop on Science with the VLT Interferometer, 18-21 June 1996) afin de proposer et d'établir au "Laboratoire Focal" de nouveaux projets et instruments dédiés à l'interférométrie pour le VLTI, pour la combinaison d'au moins 3 Télescopes (avec prise en compte de la turbulence atmosphérique et correction via l'optique adaptative (dans le visible pour les AT, IR pour les UT), dans l'infra-rouge et dans le visible (bandes spectrale J,H,K et R). En 1997 a eu lieu, à Garching (Allemagne), une réunion dédiée à l'instrumentation du VLTI qui a débouché sur quatre décisions majeures :

- Le lancement des travaux de réalisation d'un recombineur test dans l'infra-rouge proche, VINCI, en attendant la mise en place d'instruments plus performants.
- La discussion de la nécessité d'équiper les UT de système d'optique adaptative pour un usage en mode interférométrique et le lancement du projet MACAO (Multi-Application Curvature Adaptive Optics).
- La mise en place d'un recombineur à 2 télescopes dans l'infra-rouge moyen, en bande N (MIDI ; MID-infrared Interferometer), projet dirigé par le Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA) à Heidelberg.
- La mise en œuvre d'un combineur à 3 télescopes (3T) dans l'infrarouge, bande J,H et K ; AMBER (Astronomical Multi-BEam combineR).

Ce n'est qu'en 1999 que le nom d'AMBER a été proposé et accepté et qu'un consortium de travail regroupant 5 instituts européens (Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Universitaire de Nice, Laboratoire Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Max-Planck Institut für Radioastronomie, et Observatorio Astrofisico di Arcetri) fut établi. Chapeauté par R. Petrov du Laboratoire de l'université de Nice de l'époque, il a été décidé de doter AMBER de 3 modes d'observations spectraux (3T_JHK) ; Low Resolution (LR $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 35$), Medium Resolution (MR $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1500$), & High Resolution (HR $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 12000$), et ce pour offrir un large choix d'observations et d'études des phénomènes locaux et globaux des objets ciblés. En 2000 a été établie la revue de conception préliminaire, où furent signés les accords entre l'ESO et les différents instituts en charge d'AMBER. En 2001 a été approuvée la revue de conception finale. En 2003 l'Europe accorda son acceptation préliminaire au projet. Et en 2004 a eu la 1^{ière} livraison, l'assemblage et les tests à Paranal, avec acquisition des premières franges sur l'étoile Sirius via les sidérostats, avec succès.

AMBER se propose donc de mesurer à la fois, les spectres, les modules de visibilités différentielles, les phases différentielles et la clôture de phase (qui représente une avancée majeure par rapport à VINCI). Il a été conçu pour l'étude des noyaux galactiques actifs (AGN; Active Galactic Nuclei), des exo-planètes de types gazeuses géantes et chaudes (proches de leurs Soleil) et des étoiles jeunes (Young Stellar Object ou YSO). Dans les longueurs d'onde d'observation dans le proche infra-rouge, comprises entre $1 - 2.5 \mu\text{m}$, autour de la raie Brackett γ , AMBER permet une acquisition d'information simultanée de la photosphère et de l'environnement circumstellaire de la plupart des étoiles chaudes actives. Rajoutons à cela le fait qu'AMBER possède une des résolutions spatiales les plus fines parmi tous les instruments du VLTI (1.5 à 2 mas selon qu'on est en bande J ou K, pour une longueur de base interférométrique maximale, i.e. 200 m), où il est possible de résoudre une étoile de $5 D_{\odot}$ à 30 pc à 100% et à 95% à une distance de 200 pc, ce qui permet d'étudier l'effet de l'aplatissement des étoiles et leurs assombrissements centre-bord et gravitationnel selon leurs distances et/ou tailles réelles, sans oublier l'aspect différentiel des phases qui permet l'étude cinématique des surfaces d'étoiles et de leur environnement. Tous ces éléments cités font d'AMBER un instrument d'exception pour l'étude des étoiles actives chaudes, des rotateurs rapides et de leurs environnements proches, ce qui explique l'usage exclusif de cet instrument pour l'observation de l'ensemble des étoiles étudiées dans mon projet de thèse. Il est important de noter qu'AMBER n'est pas l'instrument le plus performant en ce qui concerne la calibration des modules de visibilité. Un manque qui peut être compensé par l'utilisation d'autres instruments complémentaires, tel que CHARA et ses 350m de base interférométrique par exemple.

Ce n'est qu'en 2005, en plus de quelques ajustements, que les premières retombées scientifiques furent réalisées (période d'observation P74) avec l'observation GTO (Guaranteed Time Observation) du disque de MWC297 (Benisty et al. 2005), de la Be κ Canis Majoris (Meilland et al. 2007), la Wolf-Rayet (WR) γ^2 Velorum et la lumineuse variable bleue (LBV) η Carinae (Malbet et al. 2006; Millour et al. 2007; Weigelt et al. 2007) en mode MR et HR avec les UT (le mode interférométrique AMBER avec les AT n'a été possible que depuis 2007). Depuis le nombre d'observations via AMBER n'a cessé de croître jusqu'à nos jours (voir Fig.3.19), en apportant de plus en plus de contributions, sur plusieurs types d'objets astrophysiques, aux méthodes d'ajustement de modèles (Model Fitting) et de reconstruction d'images (Image Reconstruction), y compris polychromatiques (Millour et al. 2011). Pour plus de détails sur la contribution scientifique d'AMBER lire Petrov (2012). Dans les faits et pour résumer, AMBER est l'instrument qui a apporté le plus de contributions en matière de papiers scientifiques dans le domaine de l'interférométrie astronomique, où ce dernier détient, à ce jour, un tiers de toutes publications mondiales dans le domaine.

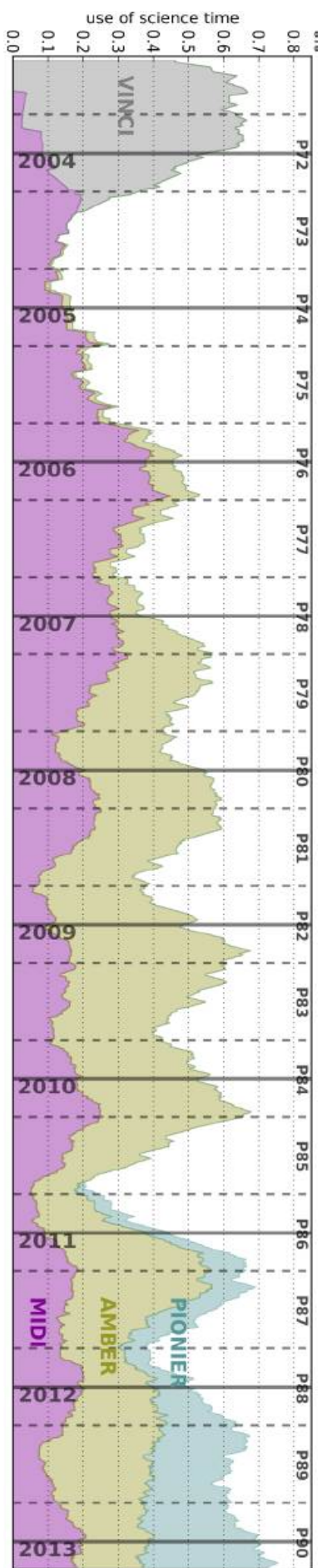


Figure 3.19 – Temps d'observation sur les recombineurs VINCI, MIDI, AMBER et PIONIER de 2003 à 2013 (J.P. Berger VLT School 2013).

3.5.3.2 Des télescopes au laboratoire focal :

Le principe de fonctionnement d'AMBER, est décrit en détail ci-dessous et dans la Fig.3.20 : Une fois la lumière collectée par les télescopes (avec correction en OA sur les UT par MACAO et par STRAP - System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes-en tip-tilt pour les AT), les faisceaux empruntent les tunnels sous-terrain où ces derniers subissent une correction de l'OPD (Optical Path Difference) via les charriots de la Fig.3.18 (en bas à droite). Via des miroirs, les faisceaux lumineux sont conduits à l'intérieur du laboratoire focal où ils doivent d'abord être conditionnés par un réducteur de faisceaux (beam compressor), avant d'arriver vers le recombineur de notre choix (AMBER dans notre cas).

Pour une cohérence optimale des faisceaux, AMBER bénéficie de l'aide du capteur d'inclinaison IRIS (InfraRed Image Sensor) qui peut mesurer et contrôler la dérive de l'image introduite à l'intérieur du VLTI entre le foyer coudé de chaque télescope (AT/UT) et le laboratoire focal, de 4 faisceaux simultanément, dans les trois bandes spectrales J H & K. Cette dérive est due aux effets de la dispersion atmosphérique latérale qui ne sont évidemment pas corrigés par STRAP/MACAO. Parallèlement, et depuis la période P80, un suiveur de franges peut être associé à AMBER : FINITO (Fringe-tracking Instrument of NICE and Torino). Celui-ci mesure la variation de l'OPD de 3 faisceaux lumineux simultanément, induit par la turbulence atmosphérique, puis fournit les renseignements requis à la boucle de commande des lignes à retard pour compenser la perturbation, augmentant ainsi le temps d'exposition cohérent de quelques millisecondes à plusieurs secondes, ce qui rend possible la mesure de la clôture de phase et améliore significativement la précision et la sensibilité (ou SNR) de l'instrument auquel il est associé (AMBER/MIDI). Initialement les magnitudes limites AMBER atteintes, en bande K, avec les UT sont de 7, 4, et 1.5 respectivement pour les modes LR, MR, et HR, et de 5.1 et 1.6 en LR et MR avec les AT, mais avec FINITO il est possible d'atteindre une magnitude en H et K égale à 3, avec les AT, toute résolution spectrale confondue. Dans les faits et malgré tous ces grands et récents apports technologiques, le nombre d'étoiles chaudes actives abordables par AMBER (et MIDI) reste assez faible. Pour les Be classiques par exemple, seule une dizaine d'étoiles, ayant une magnitude $K < 3$ sont observables (et jusqu'à 5 avec les AT's), avec AMBER en mode HR et avec le renfort de FINITO, depuis l'hémisphère Sud.

3.5.3.3 Le fonctionnement d'AMBER :

Une fois les faisceaux lumineux arrivés au recombineur AMBER, ces derniers sont conduits par des fibres optiques monomodes correspondant au canal spectral d'observation choisi (J et/ou H et/ou K). Les fibres optiques permettent un filtrage spatial en ne gardant que la partie centrale de la tâche d'Airy, afin d'optimiser la cohérence interférométrique. Cela entraîne par contre une variation de flux, qui peut être calibrée ultérieurement à l'aide de la mesure spectro-photométrique propre à chaque faisceau sur le détecteur, qui a été prévue à cet effet. A la sortie des fibres optiques les faisceaux subissent une déformation anamorphique, à l'aide de deux lentilles cylindriques, et ce dans le but de réduire la taille des faisceaux, dans le sens d'enregistrement des longueurs d'ondes dans le détecteur, au minimum. Ce n'est qu'ensuite que s'opère la recombinaison grâce à des lames semi-réfléchissantes, avant d'être dispersés par un spectrographe (au choix, selon les trois modes LR, MR ou HR cités plus

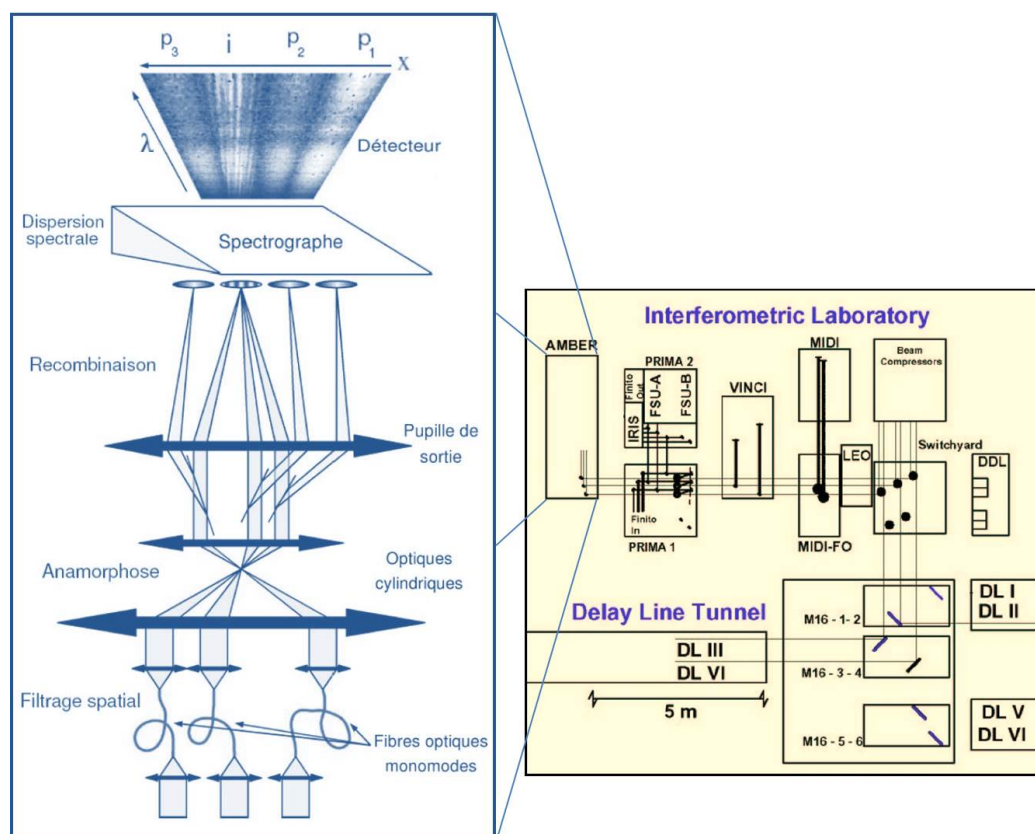


FIGURE 3.20 – Schéma descriptif d’AMBER ; Parcours des faisceaux lumineux depuis les tunnels sous-terrain, jusqu’au laboratoire focal VLTI. (Fig. inspirée de Millour (2006) & Gitton et al. (2004)).

haut) et enfin enregistrés sur un détecteur de type Hawaï 512x512, selon l’ordre décrit par la Fig.3.20 (P_3 , i , P_2 , et P_1), où i est le canal interférométrique et les P_i ($i = 1..3$) les trois canaux photométriques sur le détecteur, relatifs au faisceaux interférés. Il faut noter aussi que quelques pixels, avant le canal P_1 sont réservés à la mesure du courant noir (Dark current), à des fins de calibration photométrique rigoureuse, post-acquisition. Pour plus de détails sur l’aspect technique d’AMBER, lire Robbe-Dubois et al. (2007) et/ou lire la documentation ESO d’AMBER (<http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/amber/doc.html>).

3.5.3.4 Observer avec AMBER :

Comme nous venons de le voir, la perturbation atmosphérique reste le principal handicap de toute observation terrestre et nécessite un bon nombre de dispositifs correctifs tout le long de la chaîne instrumentale d’acquisition. En effet celle-ci provoque en général 3 effets indésirables sur les mesures astronomiques/astrophysiques : **La scintillation** (la variation de l’intensité lumineuse qu’on peut observer à l’œil nu sur certaines étoiles) provoquée par l’étalement et/ou la concentration énergétique du front d’onde, **l’agitation** de l’image perçue au plan focal du télescope et provoquée par une fluctuation temporelle du front d’onde, et enfin **l’étalement** de l’image provoqué par un déficit de cohérence spatiale à l’entrée de la pupille de l’instrument (L’observation en astrophysique, François Lebrun et al. (2008)).

Les effets de ces nuisances ont des impacts significatifs sur l'interférométrie du point de vue d'une altération de la phase authentique des franges et d'une baisse du contraste³. Ces derniers, aléatoires et très variables dans le temps, se révèlent très compliqués à gérer pour les instruments recombineurs de faisceaux, d'où l'utilisation, dans les limites d'un SNR tolérable, d'un temps de pose aussi réduit que possible. Ainsi, il faut jouer sur le temps d'intégration (NDIT - Number of individual Detector Integration Time- ; de 1 à 100 secondes, selon l'agitation atmosphérique) des poses courtes (DIT -Detector Integration Time - ; une moyenne de 100 ms pour les AT et 50 ms pour les UT).

Ce qu'il faut surtout retenir ici c'est qu'en plus de l'étalement du flux de l'objet (qui est mesuré par la LSF - Line Spread Function- dans l'espace de Fourier et qui peut être inférieur au critère de Rayleigh, selon l'importance de l'agitation atmosphérique), il y a aussi une perte de flux relativement importante qui est occasionnée par l'interférométrie (tout dépend de la configuration et de la longueur des bases), d'où la complexité technique et instrumentale pour corriger l'ensemble de ces effets durant l'acquisition des données de visibilité. Néanmoins les corrections, citées ci-haut, restent insuffisantes et la visibilité de notre objet source nécessite donc une correction par celle d'un objet non résolu (et/ou de diamètre angulaire connu), qu'on nomme "calibrateur", et qui varie avec la fluctuation de l'atmosphère. Cette mesure connue sous le nom de "visibilité instrumentale" (qui n'est pas spécifique que pour AMBER) est l'entité par laquelle doit être divisée la visibilité mesurée pour déterminer la visibilité réelle et cette opération est effectuée lors de la réduction des données (voir ci-dessous). De préférence le calibrateur est choisi pour être stable, de même type spectral et aussi proche que possible de l'objet science, pour éviter d'avoir d'importantes différences de polarisation qui peuvent grandement influencer sur la fonction de transfert (Le Bouquin et al. 2008). La séquence d'observation optimale doit de préférence alterner (de 15 min à 1 h chacune) le calibrateur, l'objet science, calibrateur, science, ...etc. Enfin, notons aussi qu'un court échantillonnage du ciel est nécessaire pour effectuer, lors de la réduction des données (explicitées en détail ci-dessous), une correction relative à la réponse de la totalité des pixels de la caméra CCD vis-à-vis d'une lumière uniforme. Les nuits d'observation à Paranal pouvant être coupées en deux programmes, il faut aussi prendre en compte le temps, d'une demi-heure à peu près, nécessaire à la mise en route et configuration de l'ensemble des installations et instruments VLTI, et dans tous les cas d'un temps 15 à 20 min nécessaire au pointage, puis au calcul et enregistrement surtout d'importants paramètres primordiaux à la déduction des mesurables interférométriques (visibilités, phases, ...etc.) lors de la phase de réduction, via un procédé nommé P2VM (Pixel to Visibility Matrix), expliqué dans le sous chapitre ci-dessous.

Enfin, une observation sur AMBER, ou sur tout autre type d'instrument au VLT/VLTI, nécessite 3 étapes étalées sur au minimum une année : tout d'abord de préparation et de justifications scientifique et technique qu'il faut matérialiser par une proposition écrite (un proposal) via des formulaires d'applications téléchargés et déposés sur le compte du demandeur du site d'User Portal de l'ESO avant la clôture de la deadline des deux sessions annuelles réservées à chaque période d'observation. Une fois la proposal expertisée, quelques mois plus

3. Des franges parfaitement contrastées ($C = V = 1$, voir Eq.(3.10)) correspondent à une variation de l'intensité lumineuse jusqu'à son annulation (0 à 100%). Et vis-versa des franges peu contrastées s'appliquent à une intensité lumineuse qui ne varie que très légèrement par rapport à l'intensité moyenne.

tard, via des experts et sous réserve d'acceptation, le responsable de projet et son équipe se retrouvent affectés d'un temps et d'un mode d'observation (qui peut être effectué à distance, comme le "service mode" par exemple). L'équipe se doit alors de minutieusement préparer ses observations à l'avance et veiller à choisir les bases et couverture (u,v) qui correspondent le plus aux types et natures des objets qu'elle souhaite étudier via le logiciel gratuit ASPRO2 (Astronomical Software to PRepare Observations) du JMMC (Jean-Marie Mariotti Center) ou avec VisCalc (Visibility Calculator) en libre utilisation sur le site de l'ESO. Le choix des calibrateurs est aussi très important et peut être préparé avec SearchCal du JMMC ou bien avec CalVin de l'ESO. La dernière étape consiste à résumer toutes les informations relatives à nos futures observations sur forme de fichier "OBs" (Observations Blocks) via le logiciel P2PP (Phase 2 Proposal Preparation). Chaque fichier doit contenir pour chaque type d'objet (science/calibrateur) et mode d'observation spectrale, des informations astronomiques qu'on peut aisément retrouver sur le site SIMBAD de l'université de Strasbourg et des informations techniques liées à l'exposition et le temps d'intégration souhaité. Une fois tout cela accompli, il ne reste plus qu'à faire le voyage à Paranal ou bien observer à distance avec l'astronome de nuit via Skype (par exemple). Dans le second cas toutes les données météo et atmosphériques sont consultables en direct sur le lien du site ESO ambient condition database (<http://archive.eso.org/asm/ambient-server?site=paranal>). Enfin, il faut noter qu'en cas de mauvaises conditions météo, ce qui est très rare à Paranal, la nuit d'observation n'est ni remboursée ni échangée par l'ESO.

3.5.3.5 Réduction des données :

Après chaque nuit d'observation réussie, les données brutes d'AMBER ("Rawdata") sont automatiquement enregistrées dans les serveurs de l'ESO sous format FITS (Flexible Image Transport System). Durant toute l'année, elles sont à disposition de l'équipe chargée du projet où seul le PI (Principal Investigator) y a accès via son compte ESO pour téléchargement. Passé ce délai, les données deviennent publiques et toute personne ayant accès à internet, à travers le monde, peut librement les télécharger depuis le site de l'ESO Archive Query Form.

Avec les "Rawdata" en notre possession il nous est impossible de faire une quelconque étude scientifique sans d'abord leur faire subir toute une série de calibrations et de réductions. Un outil de réduction performant nommé "amdlib" (AMber Data LIBrary) a été mis au point, en langage C et interface graphique Yorick (<http://yorick.sourceforge.net/>), par le JMMC (à téléchargement libre : http://www.jmmc.fr/data_processing_amber.htm). Celui-ci a connu plusieurs versions et améliorations, et de nos jours la version 3.0.8 est utilisable sur des systèmes d'exploitations LINUX ou MAC sans installation préalable. Le concept de la réduction des données brutes est assez simple et est résumé ci-dessous sous forme de notes (savoir-faire acquis et conforté lors de ma participation aux deux dernières VLTI School, de 2010 et 2013) :

- Les premières calibrations d'AMBER s'opèrent via la "Bad Pixel Map" qui répertorie les pixels défectueux de la caméra et la "Flat Field map" qui recense la réaction des tous les pixels du CCD par rapport à un éclairage stable et uniforme (ces deux cartes sont périodiquement mises à jour et disponibles sur le site Quality Control and Data Processing de l'ESO -<http://www.eso.org/observing/dfo/quality/AMBER/qc/qc1.html>). La calibration du rayonnement thermique ambiant "Dark Field" et la calibration "Sky" (citée plus haut) sont automatiquement gérés indépendamment de l'exécution des com-

mandes `amdlib` ; `"amdlibLoadBadPixelMap"` et `"amdlibLoadFlatFieldMap"`. L'interférogramme calibré peut être visualisé via la commande `"amdlibShowRawData"`.

- L'extraction des modules de visibilité et des phases différentielles des "Rawdata" avec un maximum de gain en rapport signal-à-bruit (SNR) `amdlib` utilise une méthode appelée P2VM (Pixel to Visibility Matrix) qui est bien expliquée par [Tatulli et al. \(2007\)](#), et qui n'est qu'une version améliorée et optimisée de la méthode ABCD dont le principe est de relier la mesure de l'intensité de 4 points temporels différents (A, B, C & D) sur une frange individuelle, durant une période de modulation d'intensité due à la perturbation atmosphérique (d'une pause à une autre), afin de déterminer le module de visibilité $v = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{(I_A - I_C)^2 + (I_B - I_D)^2}}{I_{\text{tot}}}$ et la phase $\Phi = \arctan\left(\frac{I_A - I_C}{I_B - I_D}\right)$ ([Colavita 1999](#)). La P2VM exige une série de mesures propres à AMBER réalisée grâce à une lumière artificielle instrumentale et cohérente qui éclaire toutes les trois voies d'entrée de l'instrument, faites d'abord sur chaque voie d'entrée, puis pour chaque configuration interférométrique, en phase puis en quadrature de phase (i.e. 10 mesures pour une recombinaison à 3 télescopes par exemple) afin de d'abord définir la "Visibility to Pixel Matrix", qui par inversion permet de déduire la P2VM et enfin de calculer les modules de visibilité, les phases et par conséquent les clôtures de phase (nos "OI data"). Il faut noter que chaque changement de mode spectral d'observation entraîne systématiquement un recalcul et un enregistrement des paramètres de calibration nécessaires à la soustraction de la P2VM lors de la réduction des données. La commande qui permet de réaliser cela est `"amdlibComputeAllP2vm"` et celle qui permet sa visualisation est `"amdlibShowP2vm"`.
- Une fois le calcul de la P2VM effectué, il ne reste plus qu'à déduire les "OIdata"⁴ pour chaque temps d'intégration de nos objets science et calibrateur avec la commande `"amdlibComputeAllOiData"`. La visualisation des ces données optique interférométrique est permise individuellement via `"amdlibShowOiData"`.
- Il nous est possible et même préférable (pour un gain de calcul et d'un espace mémoire ultérieur) de concaténer toutes nos données relatives à une série temporelle du même objet et de les assembler en une seule via `"amdlibComputeAllOiData"`.
- A ce stade, nous pouvons effectuer une sélection des séquences d'observation "frames" qui nous paraît la plus appropriée, comme un pourcentage sur le SNR par exemple, avec la commande `"amdlibPerformAllFrameSelection"`.
- Maintenant qu'on a la meilleure sélection possible des visibilité et phases, à la fois de l'objet science et du calibrateur, il ne reste plus qu'à effectuer la calibration, mais d'abord il faut prendre en compte les diamètres des calibrateurs (qu'on va aller chercher sur le site du CDS SIMBAD via la commande `"amdlibSearchAllStarDiameters"` (de la routine `"amdlibCalibrate"`)).
- Dernière étape avant d'effectuer la calibration finale, et non des moindres : le calcul de la fonction de transfert. En effet, dans la pratique le flux cohérent mesuré sur l'interférogramme est proportionnel au produit degré complexe de cohérence mutuelle (Eq. (3.24), mesurée dans des conditions idéales) par une seconde composante rattachée aux spécificités de l'instrument et liée aux conditions atmosphériques qui varie d'un temps

4. Pour plus d'informations sur les OI DATA (ou OIFITS) voir la documentation : "A Data Exchange Standard for Optical (Visible/IR) Interferometry", Prepared by NPOI and COAST, First Version : 10 January 2001, Last Update : 7 April 2003 (ou bien [Pauls et al. \(2005\)](#)), et qui est elle même inspirée du "Definition of the Flexible Image Transport System", NOST, 1999.

de pose à un autre et qui est connue sous le nom de la fonction de transfert atmosphérique et instrumentale. `amdlib` et avec toutes les données instrumentales et atmosphériques collectées, durant l'observation, permet de calculer la fonction de transfert via `"amdlibComputeAllTransferFunction"` et de visualiser cette dernière avec `"amdlibShowTransferFunctionVsTime"`.

- La calibration est maintenant à notre portée, il ne faut que soustraire la fonction de transfert de nos visibilitées et phases des étoiles sciences et de calibration (tout trou dans la fonction de transfert, causé par un échantillonnage irrégulier, peut être comblé par une méthode d'ajustement au choix), et corriger le diamètre apparent des visibilitées des calibrateurs via un modèle de disque uniforme. La calibration est effectuée grâce à la commande `"amdlibCalibrateOiData"`. Mathématiquement, la visibilité complexe d'un objet peut être formulée comme suit : $V_{obj} = |V_{obj}|e^{i\Phi_{obj}}$. De ce fait la calibration d'une visibilité d'un objet science V_{sci} par celle d'un calibrateur V_{cal} est $\frac{V_{sci}}{V_{cal}} = \frac{|V_{sci}|}{|V_{cal}|}e^{i(\Phi_{sci}-\Phi_{obj})}$. Autrement dit, la calibration des modules de visibilitées se divise et celles des phases se soustrait.

A la fin de la réduction nous devons obtenir des données optiques interférométriques propres et optimisées sous forme de fichiers OIFITS (Optical Interferometers Flexible Image Transport System), comprenant les visibilitées, les phases différentielles et la clôture de phase calculées durant la réduction comme suit : $\Psi = \Phi_{12} + \Phi_{23} - \Phi_{13}$. Malheureusement, le spectre, qui n'est pas considéré comme une donnée OIFITS standard, n'est pas calibré par `amdlib`, et il doit être calibré via des codes et méthodes propres à chacun.

3.5.4 Observation AMBER d'Achernar et biais instrumentaux résiduels :

Une campagne de mesure haute résolution (HR) autour de la raie Bry (en bande K ; $2.14 - 2.19\mu m$) sur Achernar via AMBER (appuyé par FINITO) a été menée par mes directeurs de thèse (et leurs collaborateurs) en mode GTO à Paranal, et avec plusieurs configurations d'AT -voir le plan (u,v) sur la Fig.3.21-, pendant 4 nuits durant la période 84 (ID 084.D-0456) fin 2009 (pour le 25, 26 & 30 Octobre et le 01 Novembre 2009, plus exactement).

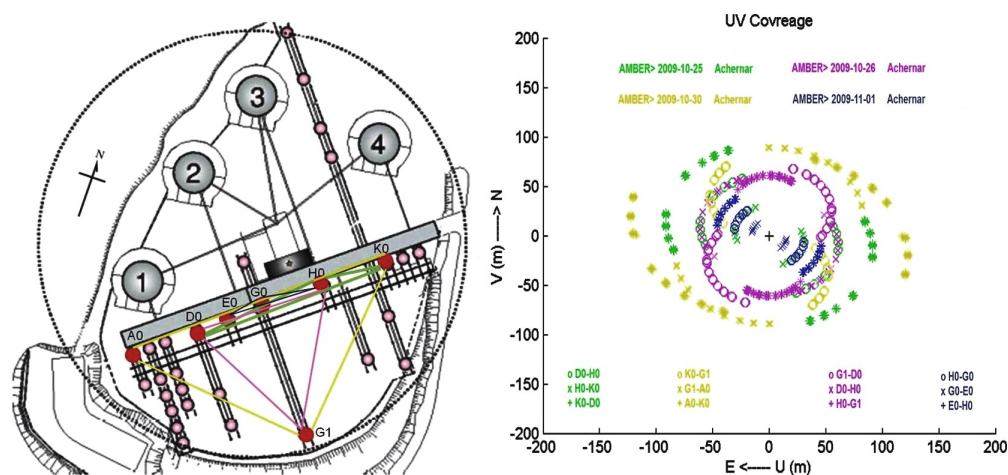


FIGURE 3.21 – Couvertures (u,v) VLT/AMBER d'Achernar adoptées lors des quatre nuits d'observation fin 2009.

Une première réduction standard utilisant amdlib des données collectées se révéla insuffisante à cause de données OIFITS finies hautement biaisées et scientifiquement inexploitable. La première mission qui m'a été confiée au début de ma thèse à Nice, en janvier 2010, était donc d'identifier la ou les source(s) de ces biais puis de les corriger via des traitements appropriés post-réductions. A l'aide d'avis experts d'AMBER au sein du laboratoire J.L.Lagrange (tel que Florentin Millour), deux sources de biais, non traités par une réduction standard, ont été mises au jour :

1. Un mauvais pixel non répertorié dans la dernière "badpixelmap" (BPM du 04/11/2009) mise en ligne sur le site de l'ESO à l'époque et qui affecte grandement les données réduites (voir Fig.3.22). Affectueusement surnommé "the very bad pixel" par notre équipe, il fut identifié en repérant d'intenses pics (points aberrants ou spikes) inhabituels mais récurrents, à la même longueur d'onde (même abscisse), sur toutes nos données (visibilités et phases).
2. Une lame séparatrice dichroïque défailante de 2008 à 2009. Celle-ci est un composant du laboratoire focal du VLT (non d'AMBER) et qui induit des "chaussettes" (biais de modulations à hautes fréquences) par effet Fabry-Pérot (voir Fig.3.23). Cette lame dichroïque a été changée en Janvier 2010, et depuis la qualité des données collectés s'est grandement améliorée.

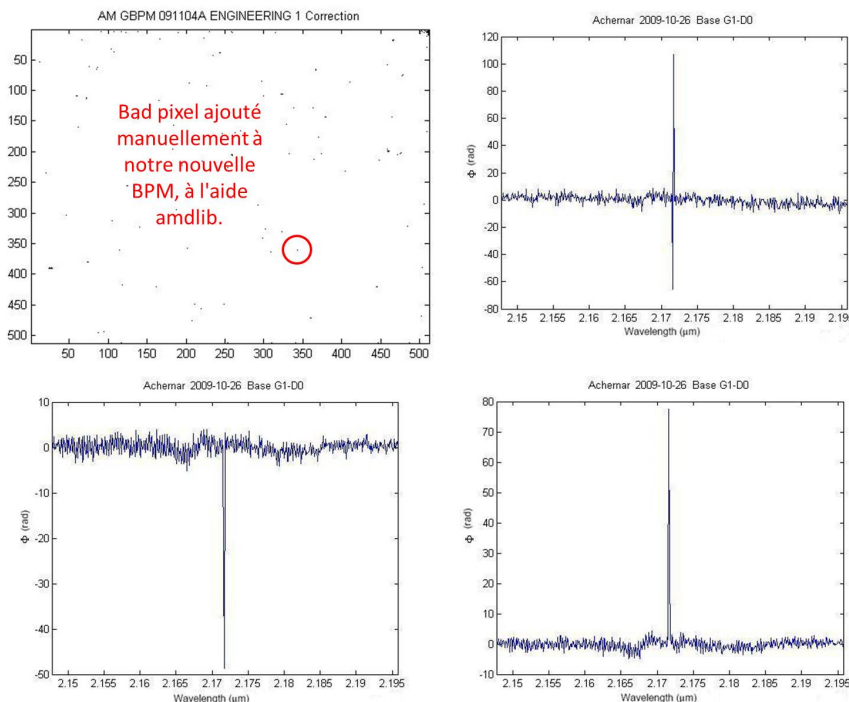
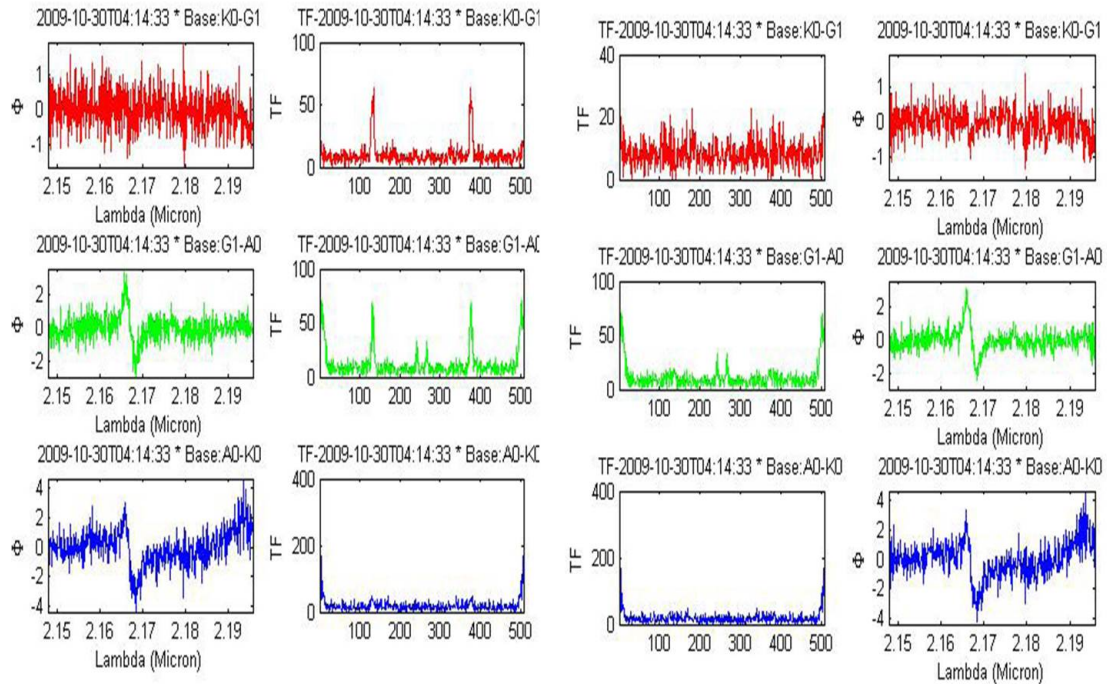


FIGURE 3.22 – Biais du very bad pixel et ses conséquences nos données Achemar.

Pour obtenir des données OIFITS plus robustes, il fallait régler le problème occasionné par le biais $N^{\circ}1$ qui concerne le "very bad pixel". Ce dernier fut rajouté manuellement à notre "badpixelmap" (le fichier BPM_04/11/2009) via une routine d'une ancienne version d'amdlib2.0 (qui n'existe plus sur les versions plus récentes). Cela étant fait, et ayant repéré les autres sources de biais et leurs causes, il ne me restait plus qu'à les traiter via des algorithmes adéquats qu'il fallait réaliser, puis mettre à l'épreuve et enfin valider sur d'autres données AMBER en notre possession -Altair, δ Aquilae & Fomalhaut-, qui datent de 2008 et montrent le même biais dû à la lame dichroïque. Sur celles-ci, j'ai constaté un 3^{ème} biais à basses fréquences (uniquement sur les spectres et les phases différentielles ϕ_{diff}), qui se présente sous forme d'ondulations systématiques persistantes en fonction de la longueur d'onde (voir Fig.3.24) et qui ont été imputées à un effet Pérot-Fabry aussi, provoqué par un polariseur à deux prismes rapprochés avec un trou d'air au milieu, appelé prisme de Glan-Taylor, composant défectueux d'AMBER à l'époque, mais ce problème a été réglé depuis. Il est à noter que l'effet de l'ondulation ne disparaît pas après la calibration, parce que les phases (science/calbrateur) se soustraient et non se divisent comme c'est le cas pour le spectre ou pour le module de visibilité (voir précédente section). Idem pour les "chaussettes" qui sont encore présentes après la calibration car celles-ci ne sont pas toujours à la même longueur d'onde pour l'étoile science et le calbrateur.

Ainsi, le biais de haute fréquence dû à la lame dichroïque VLTI a été corrigé (sur tous nos mesurables) dans l'espace de Fourier où le pic lié à cet effet (également appelé chaussettes) était aisément identifiable. Celui-ci a été remplacé par un bruit gaussien de même amplitude que le continuum avant d'opérer une transformation de Fourier (TF) inverse pour retrouver un signal filtré de ce biais (Fig.3.23). Le biais basses fréquences occasionné par le prisme Glan-Taylor d'AMBER a quant à lui été traité par la soustraction ajustée par une sinusoïde sur le signal (Fig.3.24). De ce fait, l'ensemble des traitements opérés sur nos données est

énuméré ci-dessous, mesurable par mesurable :



Compared ϕ_{diff} before and after biases treatment

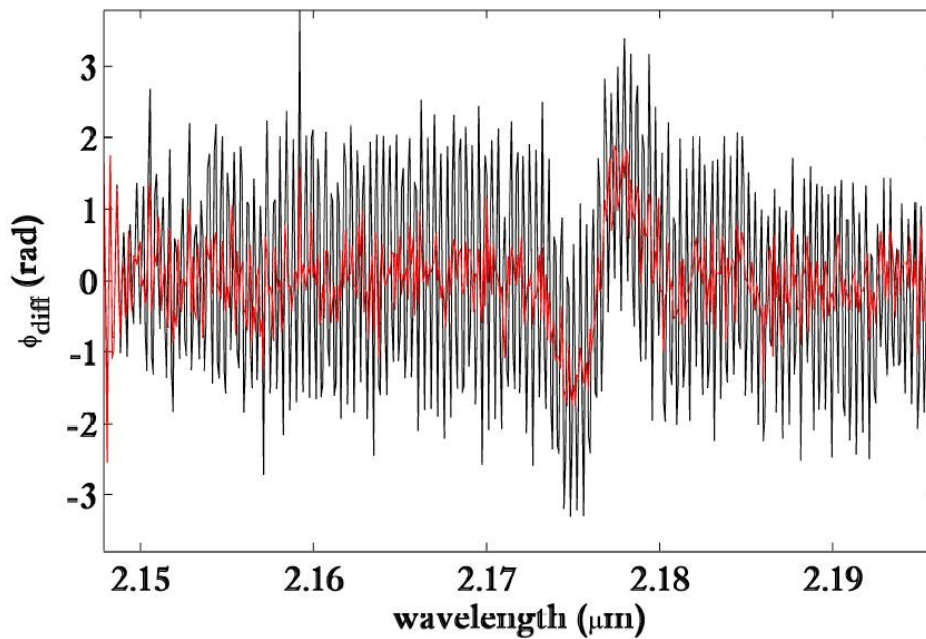


FIGURE 3.23 – Biais hautes fréquences et son traitement sur nos données Achernar.

Pour les modules de visibilité (V^2) : Deux traitements furent nécessaires : un traitement des "spikes" résiduels qui ont échappés aux logiciels de réduction d'amdlib et qui sont bien en dehors de l'écart type du signal et qui ont été remplacés par la valeur moyenne de celui-ci (Achernar étant peu résolue, le V^2 reste quasi-constant). Le second traitement a concerné le biais haute fréquence causé par la lame dichroïque.

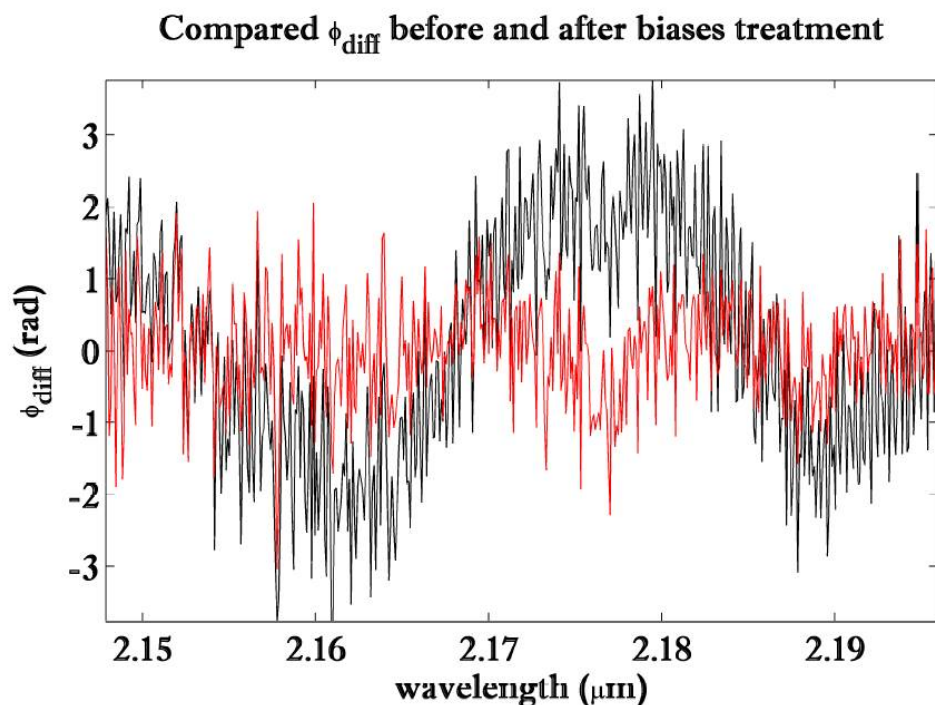


FIGURE 3.24 – Biais basses fréquences et son traitement sur nos données Achnernar.

Pour la phase différentielle (ϕ_{diff}) : Même traitement que pour V^2 auquel s'ajoute le traitement du biais haute fréquence (décrit ci-haut) et un traitement de pente ou de courbure de la ϕ_{diff} , provoqué des "spikes" résiduels lors du calcul de la P2VM d'amdlib (lors de la normalisation longueur d'onde par longueur d'onde, tout dépend si le "spike" est sur l'un des bord de l'intervalle des longueurs d'onde -pente- ou au centre -courbure-). Dans ce dernier une simple soustraction d'un ajustement par un polynôme d'ordre 1 ou 2 s'avère suffisante.

Les phases de clôture (Ψ) : Le même traitement que pour V^2 était suffisant.

Il est important de noter à ce stade que le spectre n'est pas considéré comme étant une donnée OIFITS et n'est par conséquent pas calibré par amdlib. Tout calibration/traitement du spectre doit se faire via les propres moyens du manipulateur de données. La manipulation des données OIFITS est possible via divers outils, par exemple la librairie OIFITSlib⁵ en langage IDL (Interactive Data Language) de John Monnier avec laquelle j'ai travaillé au début de ma thèse et que j'ai adapté afin d'inclure le spectre en tant que donnée OIFITS à part entière, avant que je m'oriente vers une librairie OIFITS-MATLAB⁶ (MATrix LABoratory) développée par Antony Schutz au sein du laboratoire J.L.Lagrange, que j'ai adapté selon mes besoins aussi, et grâce à laquelle j'ai pu développer une routine MATLAB de lecture des données OIFITS "ShowOidata" AMBER (à l'instar de celle IDL d'Anthony Meiland et Yorick sur amdlib de Florentin Millour) -voir Annexe-. Ainsi, le traitement des spectres est résumé ci-dessous :

Pour les spectres (Flux) : Idem que pour la ϕ_{diff} , où il faut traiter les biais basses et hautes

5. <http://www.mrao.cam.ac.uk/research/optical-interferometry/oifits/>

6. <http://www.antonychutz.com/Software.html>

fréquences et les "spikes" résiduels. A cela doit s'ajouter la calibration spectrale que j'ai entrepris d'abord par une méthode proposée par Millour (2006) et inspiré par Hanson et al. (1996), dont le principe est de calibrer le spectre science par celui du calibre à l'exception de la raie Bry qui est calibrée par un profil dit de Voigt (convolution d'une Gaussienne et d'une Lorentzienne) -méthode 1-. Finalement, j'ai opté pour une autre méthode qui convient mieux au spectre des bandes K en haute résolution, où j'effectue une opération d'auto calibration/normalisation par un ajustement polynomial d'ordre 4 en HR (3 en MR et de 2 en LR) sur notre spectre à l'exception de la raie Bry qui est calibrée par une reconstruction en ondelette Daubechies de celle-ci, avec un moment d'ordre 4 (qui reproduit assez bien la forme générale de la raie non calibrée) -méthode 2- (voir Fig.3.25).

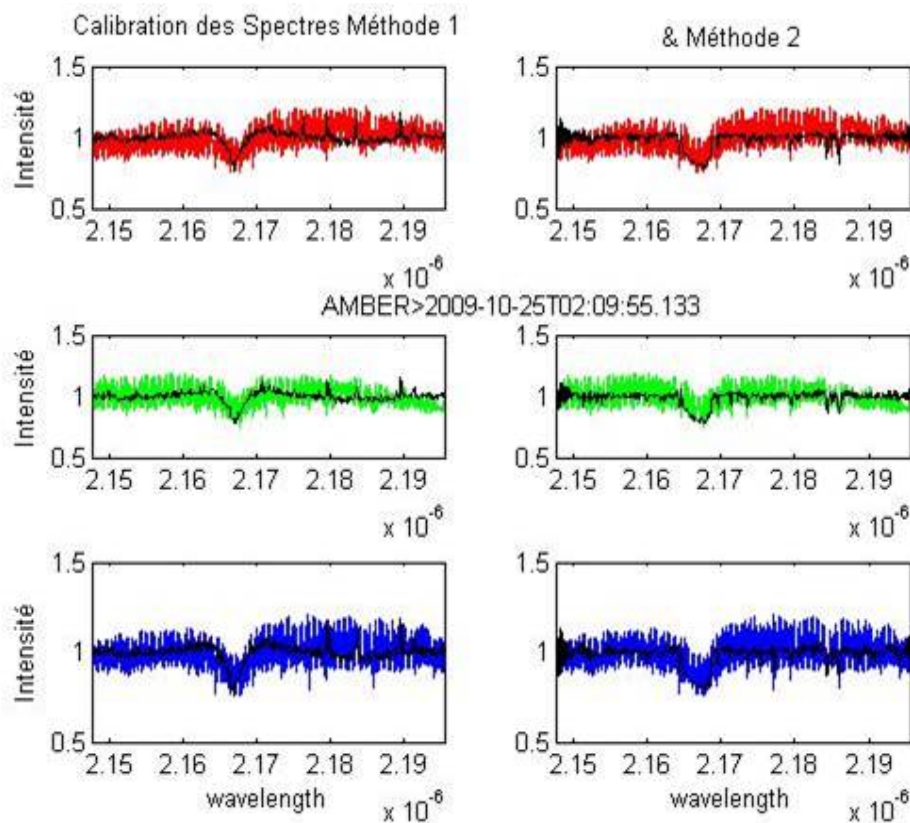


FIGURE 3.25 – Calibration spectrale des données d'Achernar.

L'ensemble des traitements une fois appliqué sur toutes nos observables (spectre, module de visibilité, phase différentielle et clôture de phase) sont présentés dans la Fig.3.26 où on constate la qualité des données OIFITS avant et après traitement.

Une dernière et importante correction des données AMBER concerne les longueurs d'onde qui ne correspondent pas tout à fait à la spectroscopie observée. En effet et à cause d'une complication mécanique sur le moteur de positionnement du réseau du spectromètre AMBER, les observables sont légèrement décalées en longueurs d'onde, d'un léger décalage qu'il faut bien sûr prendre en compte et corriger à l'aide d'une référence à portée de main et peu couteuse, la raie Bry (seule raie dans la bande K) dont on connaît précisément l'emplacement en longueur d'onde $\lambda_{Bry} = 2.165 \mu m$. Même si le décalage est minime (de l'ordre de 0.1%) il est très important de le corriger en décalant nos mesurables interférométriques,

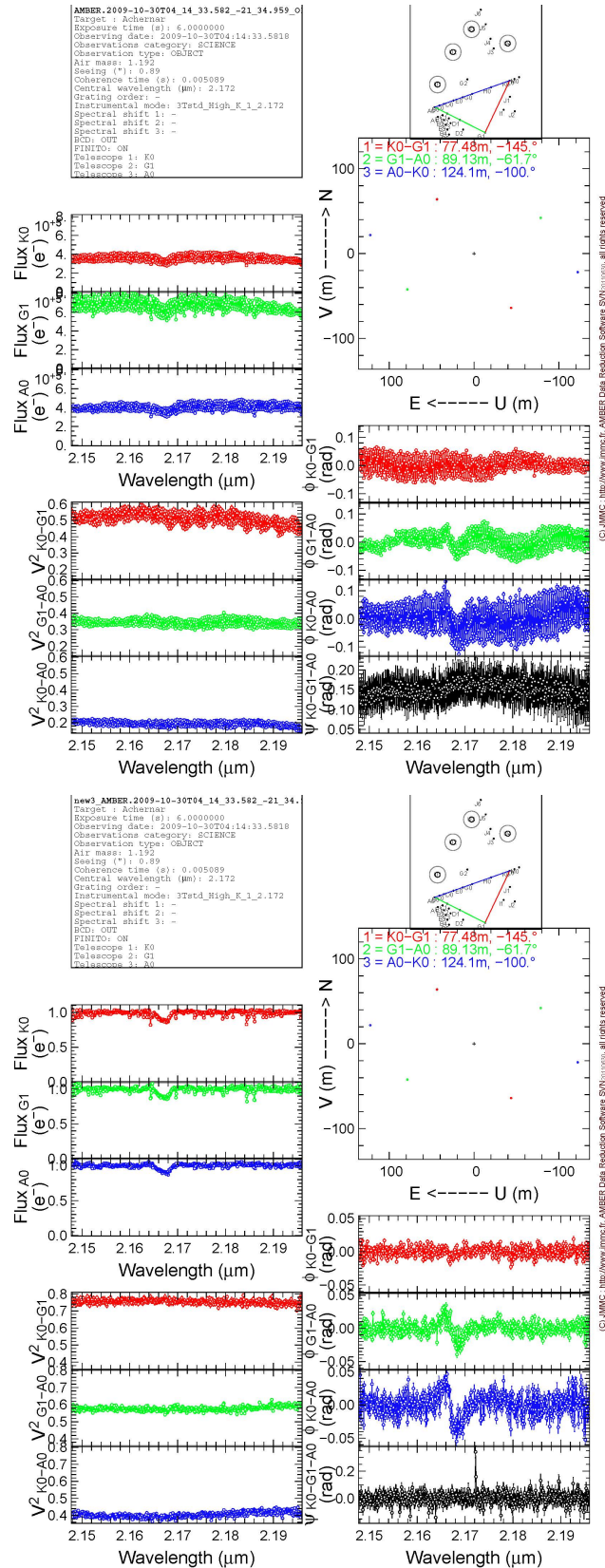


FIGURE 3.26 – Comparaison de l'ensemble des données OIFITS d'Achernar avant (en haut) et après traitement (en bas).

sur les bonnes longueurs d'onde, pour que le centre de la raie spectrale Bry coïncide avec la valeur théorique.

Afin de mieux visualiser l'effet du traitement sur la ϕ_{diff} d'Achernar (notre principal atout pour l'étude de celle-ci), nous avons mis au point le concept d'une carte des phases différentielles dynamique, qui nous permet d'effectuer une comparaison entre l'ensemble des données ϕ_{diff} (avant et après le traitement), pour chaque base interférométrique de chaque nuit observée, ainsi qu'on peut le voir sur les quatre figures (Figs 3.27, 3.28, 3.29 & 3.30).

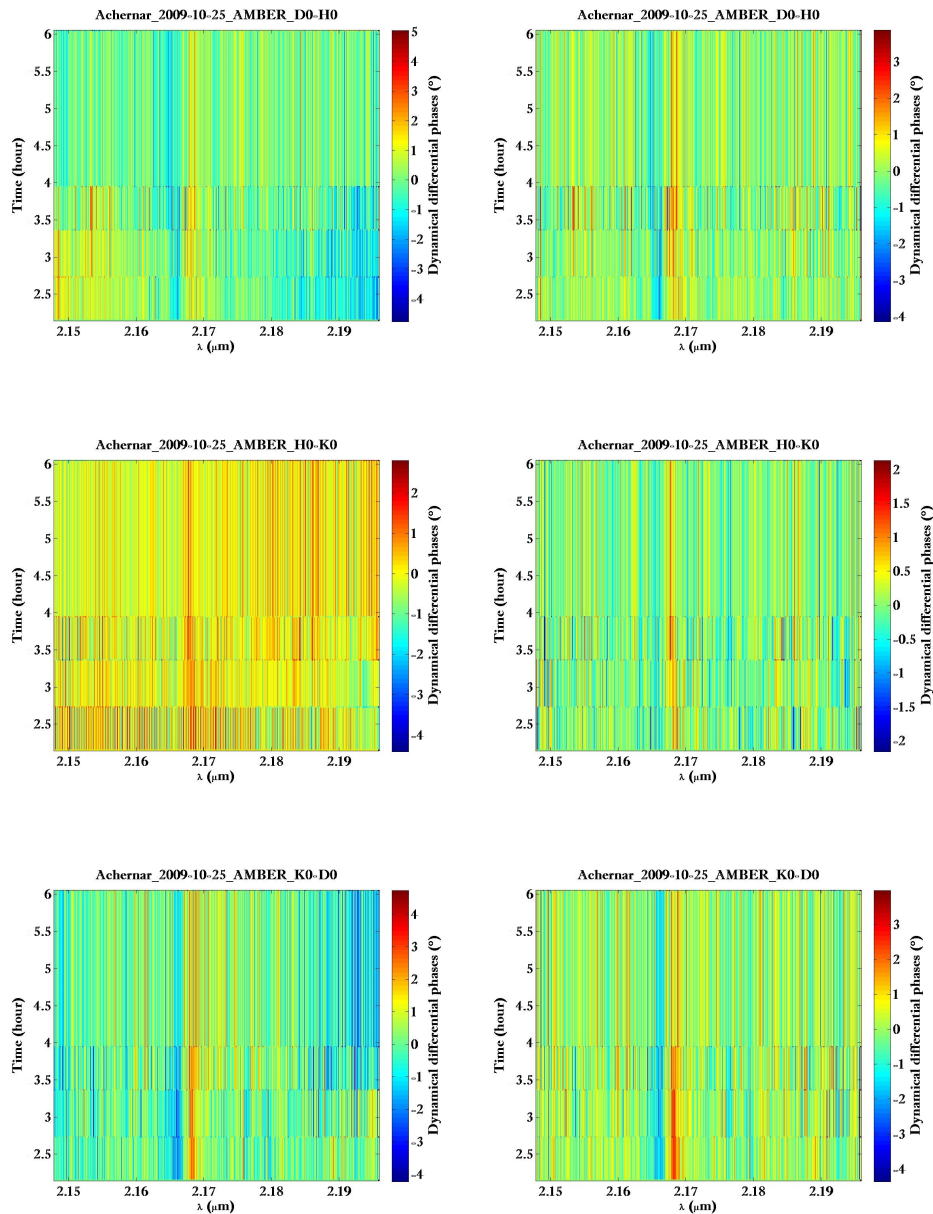


FIGURE 3.27 – À gauche : la carte des phases différentielles dynamique d'Achernar avant traitement des biais pour la nuit d'observation du 25-10-2009 sur le triplet D0-H0-K0. À droite : Après traitement, où l'effet de la rotation autour de la raie Bry est plus évident.

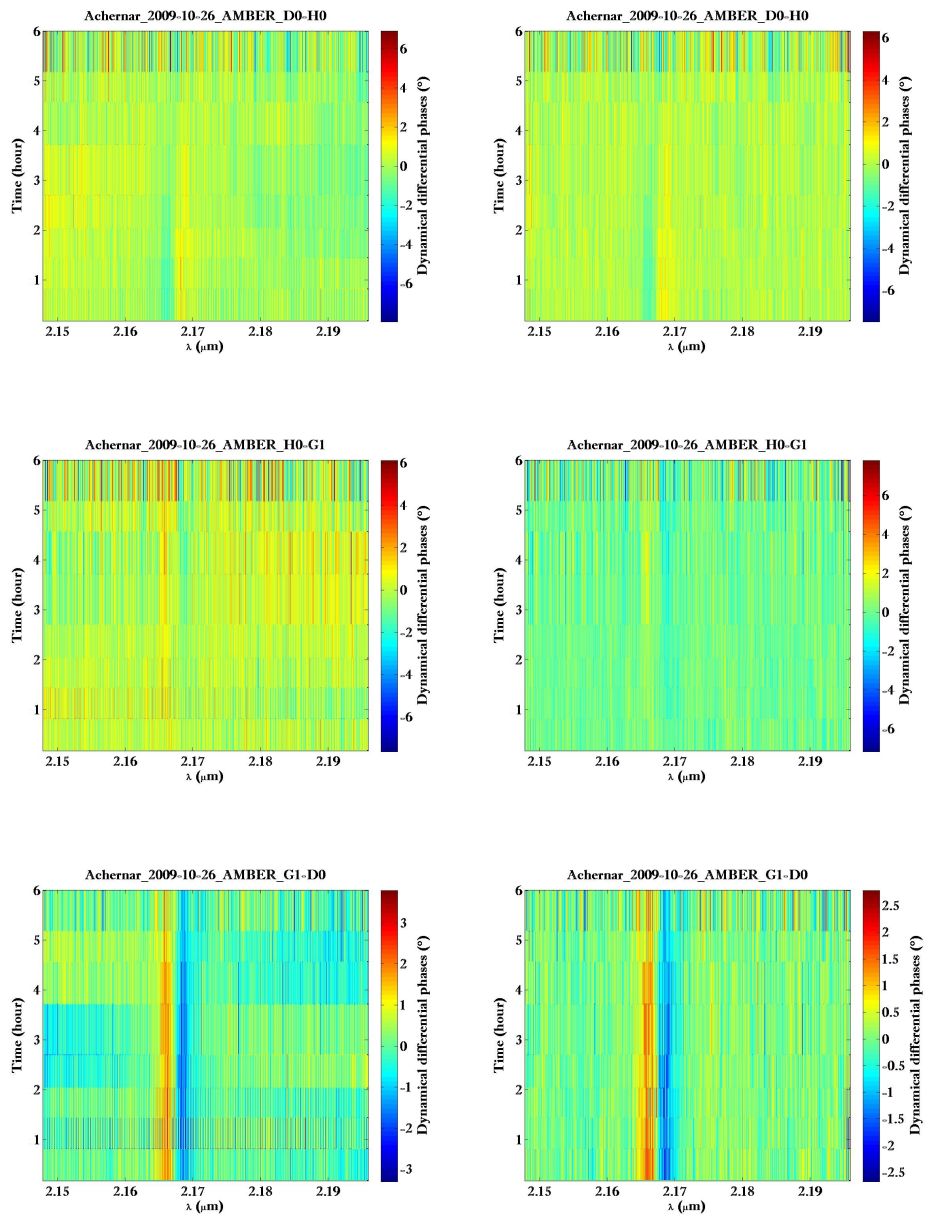


FIGURE 3.28 – À gauche : la carte des phases différentielles dynamique d’Achernar avant traitement des biais pour la nuit d’observation du 26-10-2009 sur le triplet D0-H0-G1. À droite : Après traitement, où l’effet de la rotation autour de la raie Bry est plus évident.

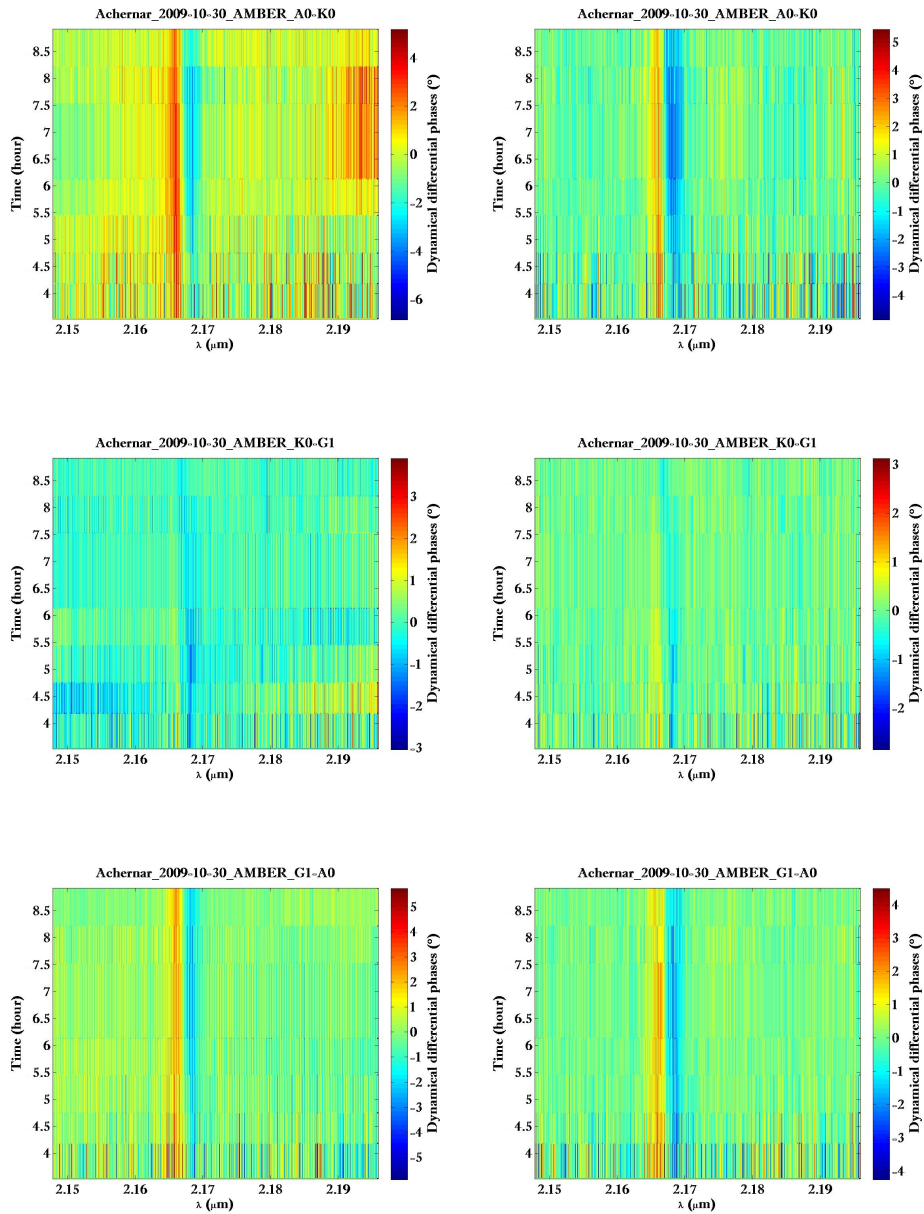


FIGURE 3.29 – À gauche : la carte des phases différentielles dynamique d'Achernar avant traitement des biais pour la nuit d'observation du 30-10-2009 sur le triplet A0-K0-G1. À droite : Après traitement, où l'effet de la rotation autour de la raie Bry est plus évident.

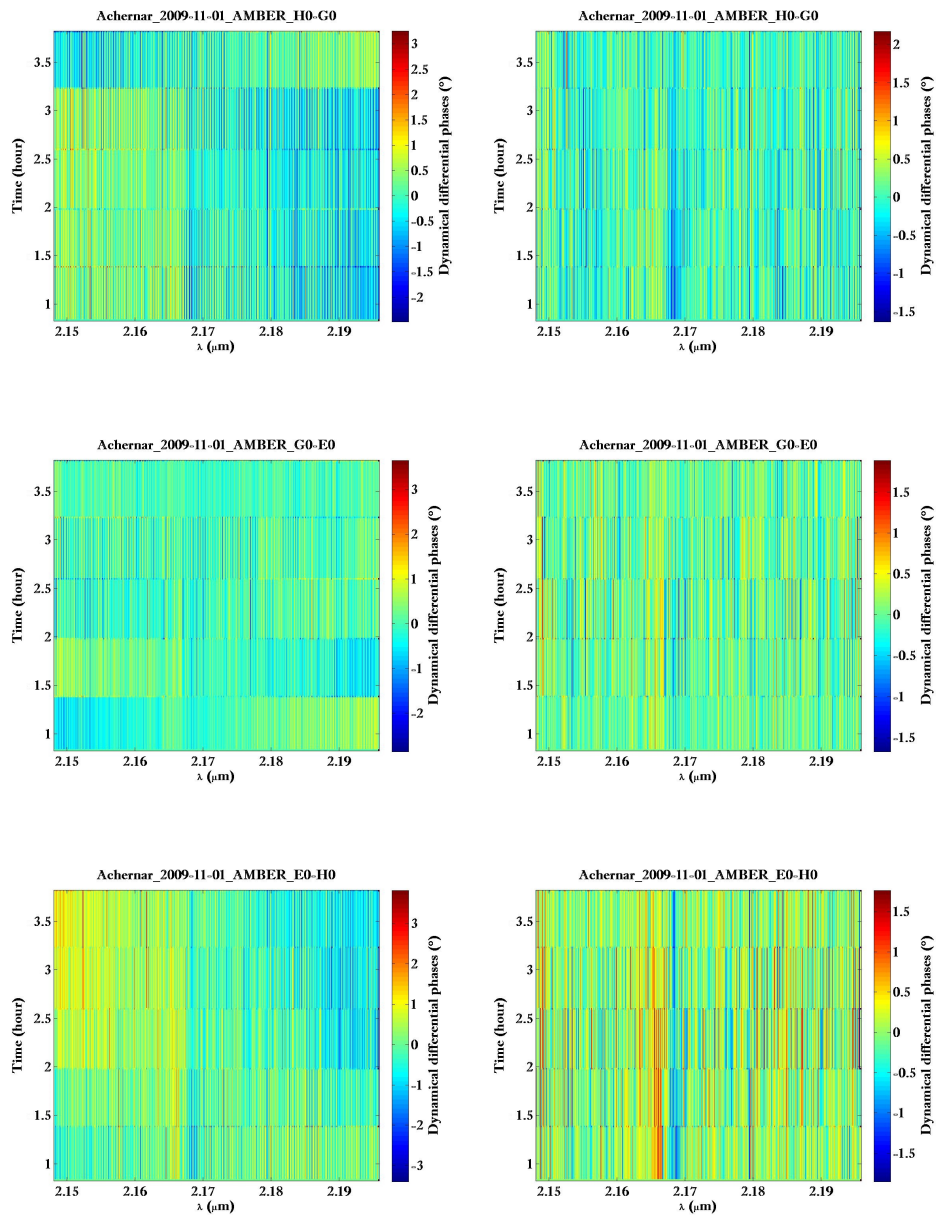


FIGURE 3.30 – À gauche : la carte des phases différentielles dynamique d’Achernar avant traitement des biais pour la nuit d’observation du 01-11-2009 sur le triplet H0-G0-E0. À droite : Après traitement, où l’effet de la rotation autour de la raie Bry est plus évident.

Une fois tout le long et périlleux processus, de demande d'observations, d'observations, de réduction et de traitement des données avec tout le savoir-faire et la compréhension scientifique, instrumentale et technique qui va avec, il nous est maintenant possible de nous occuper de l'étude et de l'interprétation scientifique de nos mesures. Dans le cas des données Achernar 2009 (mesurées, réduites puis traitées) d'AMBER, elles ont été modélisées à l'aide du code CHARRON (Code for High Angular Resolution of Rotating Objects in Nature ; Domiciano de Souza et al. (2012a)) développé par Domiciano de Souza en 2003 pour l'étude des rotateurs rapides. Cet outil robuste et puissant élaboré en langage IDL (Interactive Data Language), modélise à la fois les profils de raie via Tlusty/Synspec (Hubeny & Lanz 1995), les cartes de vitesse via un modèle inspiré du code de BRUCE (Townsend 1997a) et d'intensités avec prise en compte des assombrissements centre-bord et gravitationnel via un modèle inspiré aussi du code de KYLIE (Townsend 1997b,a) pour en extraire les mesurables interférométriques et en déduire leurs paramètres fondamentaux par ajustement χ^2 (voir le diagramme synoptique de ce modèle dans la Fig.3.31). Pour Achernar, seules les ϕ_{diff} ont été ajustées en raison d'un manque d'information à extraire des autres mesurables, à cause justement de la trop faible résolution d'AMBER sur cette étoile (notre couverture (u,v) est en dessous du premier lobe de visibilité), ainsi que décrit dans la sous-section "Les mesurables en interférométrie différentielle" (sous-section 3.4.1 ; $\phi_{\text{diff}} > |1 - V^2| > \Psi$). Ce travail auquel j'ai participé, ayant fait l'objet d'une publication dans A&A, m'a permis de jeter les bases de mon modèle SCIROCCO présenté dans le chapitre 4.

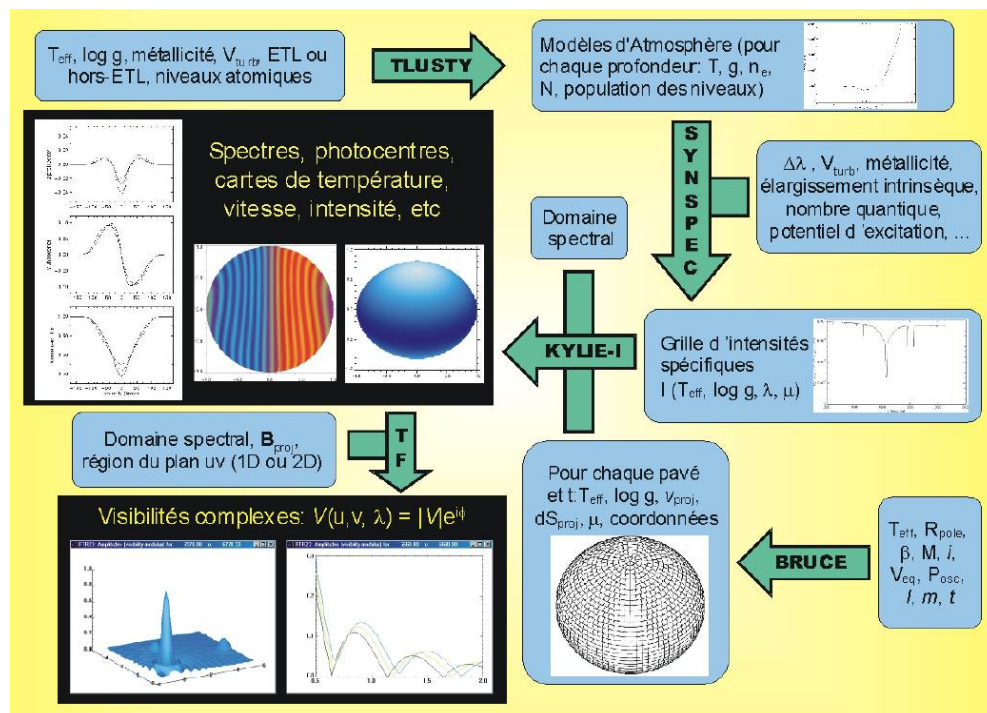


FIGURE 3.31 – Diagramme synoptique du modèle physique CHARRON pour l'étude des surfaces stellaires sous l'angle de l'interférométrie optique à longue base (Domiciano de Souza et al. 2003).

Beyond the diffraction limit of optical/IR interferometers [★]

I. Angular diameter and rotation parameters of Achernar from differential phases

A. Domiciano de Souza¹, M. Hadjara^{1,2}, F. Vakili¹, P. Bendjoya¹, F. Millour¹, L. Abe¹, A.C. Carciofi³, D.M. Faes^{1,3},
P. Kervella⁴, S. Lagarde¹, A. Marconi⁵, J.-L. Monin⁶, G. Niccolini¹, R.G. Petrov¹, and G. Weigelt⁷

¹ Laboratoire J.-L. Lagrange UMR 7293, Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Campus Valrose, F-06108 Nice cedex 2, France

² Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG), Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie

³ Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo (USP), Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, São Paulo, SP - 05508-900, Brazil

⁴ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁶ UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, F-38041 Grenoble, France

⁷ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. Spectrally resolved long-baseline optical/IR interferometry of rotating stars opens perspectives to investigate their fundamental parameters and the physical mechanisms that govern their interior, photosphere, and circumstellar envelope structures.

Aims. Based on the signatures of stellar rotation on observed interferometric wavelength-differential phases, we aim to measure angular diameters, rotation velocities, and orientation of stellar rotation axes.

Methods. We used the AMBER focal instrument at ESO-VLTI in its high spectral resolution mode to record interferometric data on the fast rotator Achernar. Differential phases centered on the hydrogen Br γ line (K band) were obtained during four almost consecutive nights with a continuous Earth-rotation synthesis during ~ 5 h/night, corresponding to $\sim 60^\circ$ position angle coverage per baseline. These observations were interpreted with our numerical code dedicated to long-baseline interferometry of rotating stars.

Results. By fitting our model to Achernar's differential phases from AMBER we could measure its equatorial radius $R_{\text{eq}} = 11.6 \pm 0.3 R_{\odot}$, equatorial rotation velocity $V_{\text{eq}} = 298 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$, rotation axis inclination angle $i = 101.5 \pm 5.2^\circ$, and rotation axis position angle (from North to East) $PA_{\text{rot}} = 34.9 \pm 1.6^\circ$. From these parameters and the stellar distance, the equatorial angular diameter \mathcal{D}_{eq} of Achernar is found to be $2.45 \pm 0.09 \text{ mas}$, which is compatible with previous values derived from the commonly used visibility amplitude. In particular, \mathcal{D}_{eq} and PA_{rot} measured in this work with VLTI/AMBER are compatible with the values previously obtained with VLTI/VINCI.

Conclusions. The present paper, based on real data, demonstrates the super-resolution potential of differential interferometry for measuring sizes, rotation velocities, and orientation of rotating stars in cases where visibility amplitudes are unavailable and/or when the star is partially or poorly resolved. In particular, we showed that differential phases allow the measurement of sizes up to ~ 4 times smaller than the diffraction-limited angular resolution of the interferometer.

Key words. Stars: rotation – Stars: individual: Achernar – Methods: observational, numerical – Techniques: interferometric

1. Introduction

By combining high angular and high spectral resolution, differential interferometry (DI; i.e., the measurement of wavelength-differential phases or wavelength-differential visibilities) yields physical parameters of sources with important wavelength-dependent spatial structures, even in cases where these sources are only poorly or partially resolved by the telescope (single-aperture) or the interferometer (multi-aperture).

Because they are self-calibrated and essentially seeing-independent, DI observables are usually more reliable than absolute visibility amplitude, which is the classical observable used to measure stellar angular diameters. Moreover, visibility am-

plitudes below $\simeq 0.7$ (well-resolved objects) are typically required to attain useful constraints (a few percent) on the angular diameters. This demands access to relatively long baselines ($\simeq 100 - 300 \text{ m}$) for optical/IR interferometers in order to measure angular diameters of $\simeq 0.5 - 2 \text{ mas}$, a typical range of values for many bright stars. These observational constraints are relaxed in DI, where more precise and accurate stellar parameters can be measured for stars only slightly to partially resolved, corresponding to relatively high visibility amplitudes $\simeq 0.6 - 0.9$. Recently, Le Bouquin et al. (2009) used DI to measure the position angle (orientation on the plane of the sky) of the rotation axis of the fast rotator Fomalhaut.

Chelli & Petrov (1995) performed a theoretical study showing that DI can be used to measure stellar angular diameters, rotation velocities, and position angle of rotation axes. However, their study was based on a model of rotating spherical stars with

[★] Based on observations performed at ESO, Chile under AMBER-consortium GTO programme ID 084.D-0456.

Correspondence to: Armando.Domiciano@oca.eu

homogeneous effective temperature and gravity, implying a constant local photospheric profile. Such formalism is thus more adapted to slowly rotating stars. It cannot be applied for fast rotators because the effective temperature and gravity, as well as the local profile, vary over the rotationally distorted stellar surface due to rotational flattening and gravity-darkening (also called von Zeipel effect; von Zeipel 1924). To interpret DI observations of rapidly rotating stars, it is thus necessary to use models including these two physical effects caused by high rotation velocities. In this work, we use our model for fast rotators CHARRON (Code for High Angular Resolution of Rotating Objects in Nature; Domiciano de Souza et al. 2012, 2002) to interpret differential phases of the rapidly rotating star Achernar (α Eridani). The observations were performed with the ESO VLTI/AMBER beam combiner (Petrov et al. 2007) centered on the hydrogen Br γ line (K band).

Achernar is a fast rotating Be star ($V_{\text{eq}} \sin i \approx 225 \text{ km s}^{-1}$ from spectroscopy; e.g., Vinicius et al. 2006) presenting a strong rotational flattening directly measured from VLTI/VINCI interferometry (Domiciano de Souza et al. 2003; Kervella & Domiciano de Souza 2006), which indicates that its rotation rate is close to the critical. Differential rotation (Jackson et al. 2004) and/or a small residual disk (Carciofi et al. 2008) are additional effects invoked to explain the very strong flattening observed on Achernar. In any case, the rapid stellar rotation is mainly responsible for this flattening.

Because Achernar is bright and well-studied with an angular diameter interferometrically measured, it is an ideal target to investigate, from real observations, how differential phases can be used to measure sizes, rotation velocities, and orientation of rotating stars. In this work, we thus interpret AMBER differential phases of Achernar under the hypothesis that its strong geometrical deformation is essentially due to a fast (near-critical) uniform rotation. This hypothesis is supported by the fact that the Br γ line observed with AMBER is in clear absorption; also, linear polarimetry obtained at the Pico dos Dias Observatory, Brazil, produced a null result within the observational errors ($P \lesssim 0.01\%$; Faes & Carciofi 2012). Both observables, obtained at contemporaneous epochs, indicate that Achernar had no disk (or a very tenuous one at most) during our AMBER observations.

Our model for fast rotators is briefly presented in Sect. 2 while the observations and data reduction are described in Sect. 3. The data analysis followed by the discussion and conclusions of this study are presented in Sects. 4 and 5.

2. Differential phase modeling for fast rotating stars

We investigate here the dependence of the differential phase ϕ_{diff} , close to and within the Br γ line, on the relevant physical parameters of a model for fast rotating stars.

Thanks to the Van Cittert-Zernike theorem (e.g., Born & Wolf 1980), the interferometric observables can be derived from the monochromatic intensity maps of the studied object. In the present work, these intensity maps are computed with the numerical program CHARRON (Domiciano de Souza et al. 2012). This code is an IDL¹-based, faster (~ 0.5 min per model) version of the interferometry-oriented code for rotating stars presented by Domiciano de Souza et al. (2002).

The ϕ_{diff} obtained with the AMBER data reduction algorithm are related to the object's Fourier phase ϕ_{obj} by (e.g., Millour et al. 2011, 2006)

$$\phi_{\text{diff}}(u, v) = \phi_{\text{obj}}(u, v) - a(u, v) - b(u, v)/\lambda, \quad (1)$$

where the spatial frequency coordinates u and v depend on the wavelength λ , the projected baseline length B_{proj} and the baseline position angle PA (from north to east; $u = B_{\text{proj}} \sin(PA)/\lambda$ and $v = B_{\text{proj}} \cos(PA)/\lambda$). The parameters a and b correspond to an offset and a slope, given in appropriate units.

The high spectral resolution mode of AMBER ($\lambda/\Delta\lambda \approx 10^4$) leads to a velocity resolution of $\approx 30 \text{ km s}^{-1}$. Projected equatorial rotational velocities $V_{\text{eq}} \sin i$ above $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ would ensure that observations show ~ 10 individual ϕ_{diff} values inside Br γ . In such cases, rapid rotation effects need to be accounted for when modeling phase signatures in order to be consistent with the physics of the studied star.

Many previous works have shown that the geometrical flattening and gravity-darkening are the main consequences of fast rotation measured by interferometry. Based on these works, the model of a uniformly rotating, gravity-darkened star in the Roche approximation was adopted in the present study (Domiciano de Souza et al. 2002). The most relevant physical parameters defining the model are: the rotation axis inclination angle i , the equatorial rotation velocity V_{eq} (or alternatively $V_{\text{eq}} \sin i$), the equatorial radius R_{eq} , the stellar mass M , the mean stellar effective temperature on the stellar surface \bar{T}_{eff} , and the gravity-darkening coefficient β . This set of input parameters defines the co-latitudinal (θ) dependent surface radius $r(\theta)$, the local effective gravity $g(\theta)$, the local effective temperature $T(\theta)$, the geometrical flattening (ratio of equatorial to polar radii) $R_{\text{eq}}/R_{\text{p}} = 1 + V_{\text{eq}}^2 R_{\text{eq}}/2GM$, the stellar surface area S , the luminosity $L = S \sigma \bar{T}_{\text{eff}}^4$ (σ is the Stefan-Boltzmann constant), among other quantities. The local effective temperature and gravity are related by the von Zeipel law: $T(\theta) \propto g(\theta)^\beta$.

Two additional geometrical parameters required for calculating interferometric observables are the distance d and the position angle of the sky-projected rotation axis PA_{rot} . Further details on the adopted fast rotator model are given by Domiciano de Souza et al. (2002).

To study the dependence of ϕ_{diff} on the model parameters, we define a reference stellar model similar to Achernar: $R_{\text{eq}} = 11 R_{\odot}$, $d = 50 \text{ pc}$, $V_{\text{eq}} \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$, $i = 60^\circ$, $M = 6.1 M_{\odot}$, $\bar{T}_{\text{eff}} = 15000 \text{ K}$, $PA_{\text{rot}} = 0^\circ$ (north direction), $\beta = 0.25$ (theoretical value for radiative stellar envelopes; von Zeipel 1924). These parameters correspond to V_{eq} equal to 90% of the critical velocity V_{crit} , $R_{\text{eq}}/R_{\text{p}} = 1.4$ and an equatorial angular diameter $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2R_{\text{eq}}/d = 2 \text{ mas}$. To be compatible with the AMBER observations presented in Sect. 3, the simulations were performed around the hydrogen Br γ line, considering an uncertainty in ϕ_{diff} of $\sigma_\phi = 0.5^\circ$, $B_{\text{proj}} = 75 \text{ m}$ and 150 m , $PA = 45^\circ$ and 90° , and $\lambda/\Delta\lambda = 12000$.

Figures 1 to 3 show several plots comparing ϕ_{diff} from the reference model with those from models where the input parameters have been varied one by one. The characteristic s-shaped signature of rotation is seen at all ϕ_{diff} curves inside Br γ . Our simulations indicate that ϕ_{diff} is mostly sensitive to R_{eq} and d (defining the equatorial angular diameter \mathcal{D}_{eq}), and to $V_{\text{eq}} \sin i$ (or V_{eq}). For the adopted σ_ϕ and stellar model, these parameters can be determined within a $\approx 20\%$ precision for a few observations, with the longest baselines at different PA . Figures 2 and 3 show that ϕ_{diff} is also sensitive to i , \bar{T}_{eff} , and β , but to a lesser extent when compared to R_{eq} , d , and $V_{\text{eq}} \sin i$.

¹ Interactive Data Language.

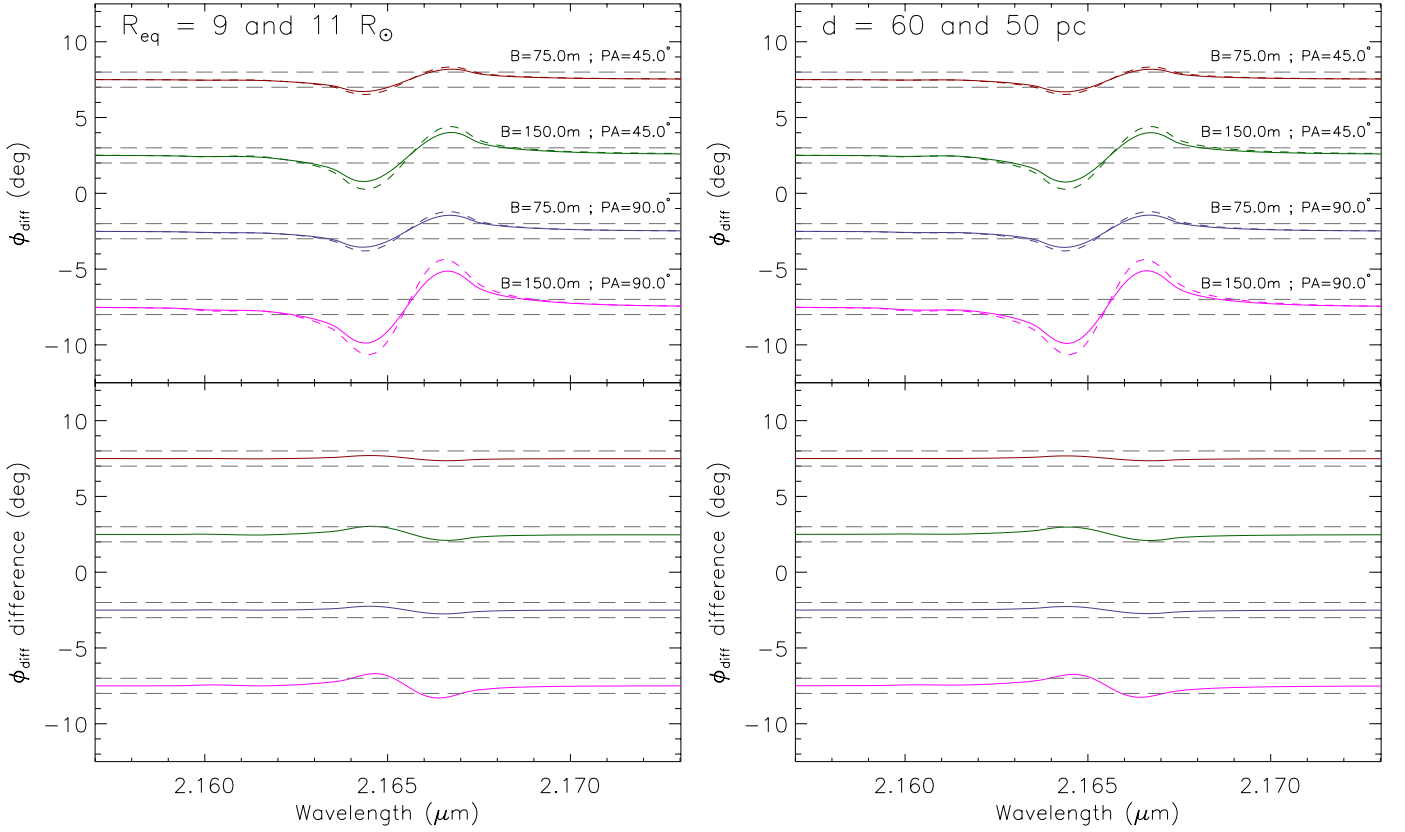


Fig. 1. *Top:* Dependence of simulated differential phases ϕ_{diff} on R_{eq} and on d (solid line: tested model; dashed line: reference model as described in Sect. 2). The parameters of the tested model are identical to those of the reference model, except that $R_{\text{eq}} = 9 R_{\odot}$ (left) and $d = 60$ pc (right). The values of the tested and reference models differ by $\approx 20\%$; they are indicated in the upper left part of the figures. All ϕ_{diff} models were calculated across the Br γ line with a spectral resolution of 12 000 at four projected baselines ($B_{\text{proj}} = 75$ m and 150 m, and $PA = 45^{\circ}$ and 90°), which are typical values attained with VLTI/AMBER. These wavelengths and baselines result in visibility amplitudes between 0.6 and 0.9 for the studied stellar models, corresponding to a partially resolved star. The horizontal dashed gray lines indicate the typical error bar of AMBER ϕ_{diff} ($\sigma_{\phi} = \pm 0.5^{\circ}$). The ϕ_{diff} signature of stellar rotation appears as an s-shaped curve well visible inside Br γ , with an amplitude higher than σ_{ϕ} at all baselines. *Bottom:* Difference between ϕ_{diff} of the tested and reference models (solid minus dashed curves in the top panel). The continuum of all curves is equal to zero, but they were shifted for better readability.

The strong dependence of ϕ_{diff} on PA_{rot} can equally be seen in Figs. 1 to 3, which show that, for a given baseline, the amplitude of the s-shaped ϕ_{diff} inside the line is stronger for $PA = 90^{\circ}$ (perpendicular to PA_{rot}) and weaker for $PA = 45^{\circ}$ (45° from PA_{rot}). Indeed, for uniform rotation, the ϕ_{diff} amplitude decreases to zero when PA is parallel to PA_{rot} . This indicates that only the angular sizes in the equatorial directions are constrained directly from ϕ_{diff} data alone and, consequently, this interferometric observable is not strongly sensitive to the apparent flattening of the star.

Of course, the uncertainties of the model parameters mentioned above are only indicative values. The actual precisions of the model parameters depend on the available baselines, observation errors, and parameter values. In the next section, we analyze real VLTI/AMBER observations using CHARRON and the results from the simulations presented above.

3. VLTI/AMBER observations and data reduction

VLTI/AMBER observations of Achernar in high spectral resolution ($\lambda/\Delta\lambda \approx 12\,000$) centered on the Br γ line were carried out from October 25th to November 1th, 2009, during four nights with a different Auxiliary Telescope (AT) triplet configuration in each night (D0-H0-K0, D0-H0-G1, A0-G1-K0, and E0-G0-H0), providing good (u, v) coverage (Fig. 4). The calibrator δ Phe

was observed interleaved with Achernar’s observations. δ Phe is a bright ($K = 1.7$) KOIIIb single star with a K band uniform-disk angular diameter of $\mathcal{D}_{\text{UD}} = 2.180 \pm 0.023$ mas (Bordé et al. 2002). Previous works showed that it is a trustworthy interferometric calibrator (e.g., Kervella & Domiciano de Souza 2006). The fringe tracker FINITO was used, providing a good locking ratio and fringe tracking performance. Individual exposure times ranged from 360 ms to 735 ms. The seeing varied from $0.8''$ to $1.2''$. The log of the observations with details on the dates, times, and baselines is given in Table 1 as online material.

Data were reduced with amdlib software (version 3.1; Chelli et al. 2009; Tatulli et al. 2007). We adopted a frame selection based on fringe SNR and kept the 50% best frames. Data were calibrated using a dedicated script from Millour et al. (2008). Wavelength calibration was performed by fitting a Gaussian function to the line center of the AMBER spectra and correcting to the rest wavelength of Br γ .

After this initial data reduction, we obtain several VLTI/AMBER spectro-interferometric observables: source spectra, absolute and differential visibilities, differential phases, and closure phases. A high-frequency beating in wavelength was present in the calibrated data of all measurements (spectrum, visibilities, phases) due to a dichroic plate in the VLTI optical train in front of AMBER, routing the H band light to the IRIS

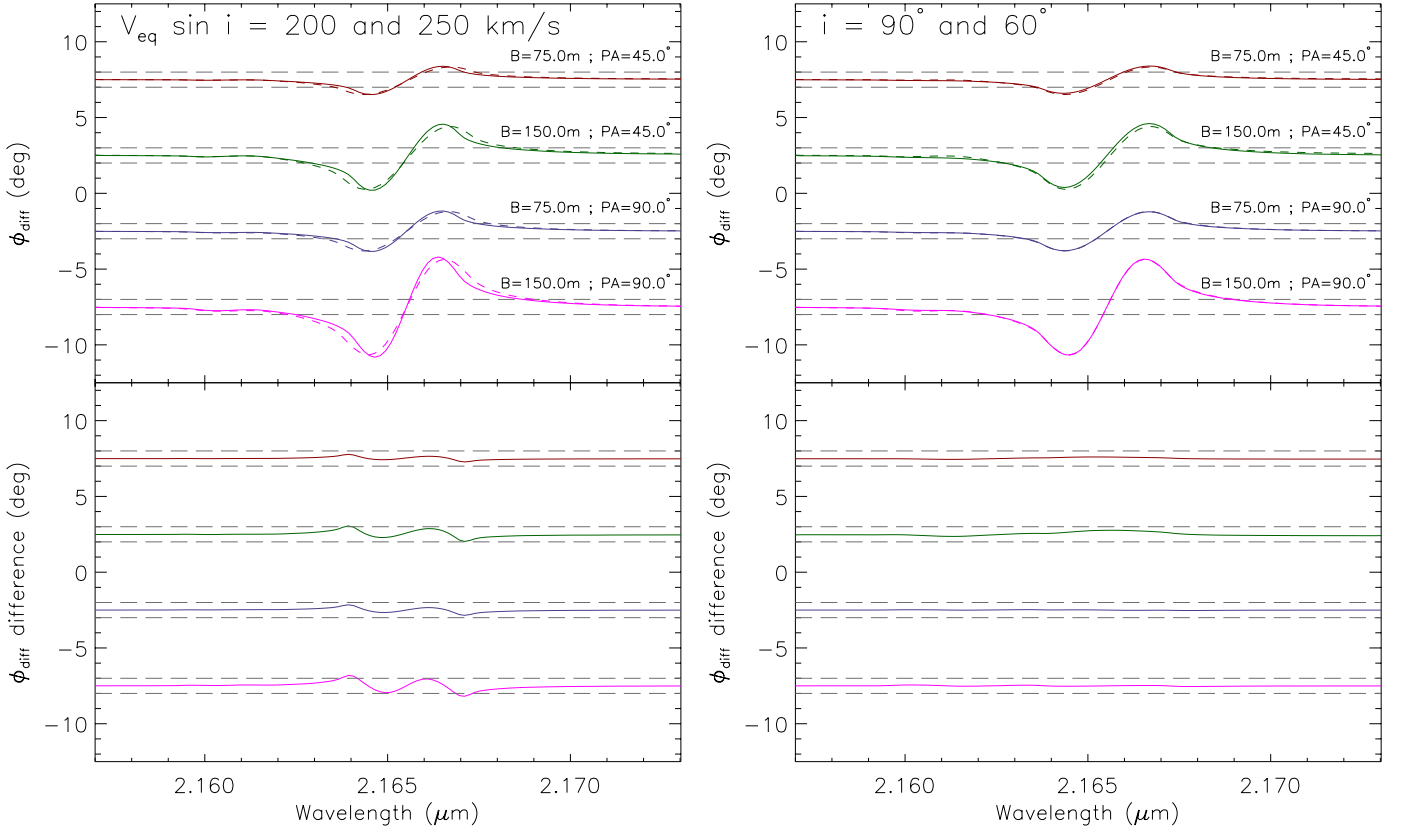


Fig. 2. Similar to Fig. 1 but for the dependence of ϕ_{diff} on $V_{\text{eq}} \sin i$ and i . The left panel shows that ϕ_{diff} in Br γ is sensitive to a variation of 20% in $V_{\text{eq}} \sin i$ ($= 200 \text{ km s}^{-1}$ for the tested model). The right panel shows that ϕ_{diff} also depends on i (changing from 60° to 90°), but to a lesser extent when compared to R_{eq} , d , and $V_{\text{eq}} \sin i$.

image-tracker camera. Since this beating appears in a narrow frequency range in the wave-number domain, we removed it by applying a Fourier filtering to that specific wave-number domain. Moreover, a low-frequency beating was also present in our data due to the polarizing prisms of AMBER. This second beating was removed by subtracting a single sine wave fitted to the continuum close to Br γ .

Once the described data reduction steps are done, the differential phases ϕ_{diff} show a clear signal in the Br γ line region corresponding to the expected s-shaped signature caused by stellar rotation (Figs. 5 to 7). Unfortunately, the commonly used visibility amplitudes could not be reliably calibrated due to a very chaotic transfer function. Additionally, no clear stellar signal was present in the Br γ line region in the differential visibilities. Finally, the closure phases are compatible with zero within the observational errors at all AT triplets and wavelengths (Br γ line included), not revealing any strong signatures of stellar rotation and/or asymmetries in the intensity distribution. At each AT triplet, the wavelength-averaged closure phase is always $< 0.8^\circ$ (in absolute value), with a corresponding standard deviation several ($\sim 3 - 10$) times higher. Such lack of stellar signatures in the closure phases is in agreement with (1) the Achernar’s inclination angle i being close to 90° (centrally-symmetric object; see Sect. 4) and with (2) the closure phases being less sensitive to the spatial intensity distribution than the differential phases for partially resolved objects. This last point is a consequence of the fact that, for poorly resolved objects, the closure phase is a third-order term of the Fourier transform of the spatial intensity distribution, while the differential phase is a first-order term (e.g., Lachaume 2003).

We thus concentrate hereafter our data analysis on the differential phase ϕ_{diff} alone, which is the only available spectro-interferometric observable presenting a signal-to-noise ratio high enough to constrain the physical parameters of Achernar with a model-fitting algorithm. Most model-fitting algorithms, including the Levenberg-Marquardt algorithm used in the next section, assume that all data points are independent. To be consistent with this assumption, we did not use the ϕ_{diff} observations at all wavelengths. Instead, we used only each third point (one wavelength over three), which ensures that all observations are independent with respect to the finite resolution of the AMBER spectrograph.

Our final data set consists of 84 ($= 28 \times 3$ baselines) $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ curves centered on Br γ (from 2.159 to 2.172 μm) and presents $\simeq 45$ ϕ_{diff} points for each of the 84 individual projected baselines. The median uncertainty of this data set is $\sigma_{\phi, \text{median}} = 0.6^\circ$.

4. Stellar parameters from VLTI/AMBER ϕ_{diff}

The VLTI/AMBER ϕ_{diff} observations of Achernar were analyzed with the numerical model CHARRON presented in Sect. 2. A χ^2 minimization was performed using an IDL implementation of the Levenberg-Marquardt (LM) algorithm (Markwardt 2009, and references therein).

The free parameters for the model-fitting are R_{eq} , V_{eq} , i , and PA_{rot} . Based on measurements from previous works and on the results of Sect. 2, the remaining model parameters were held fixed, namely:

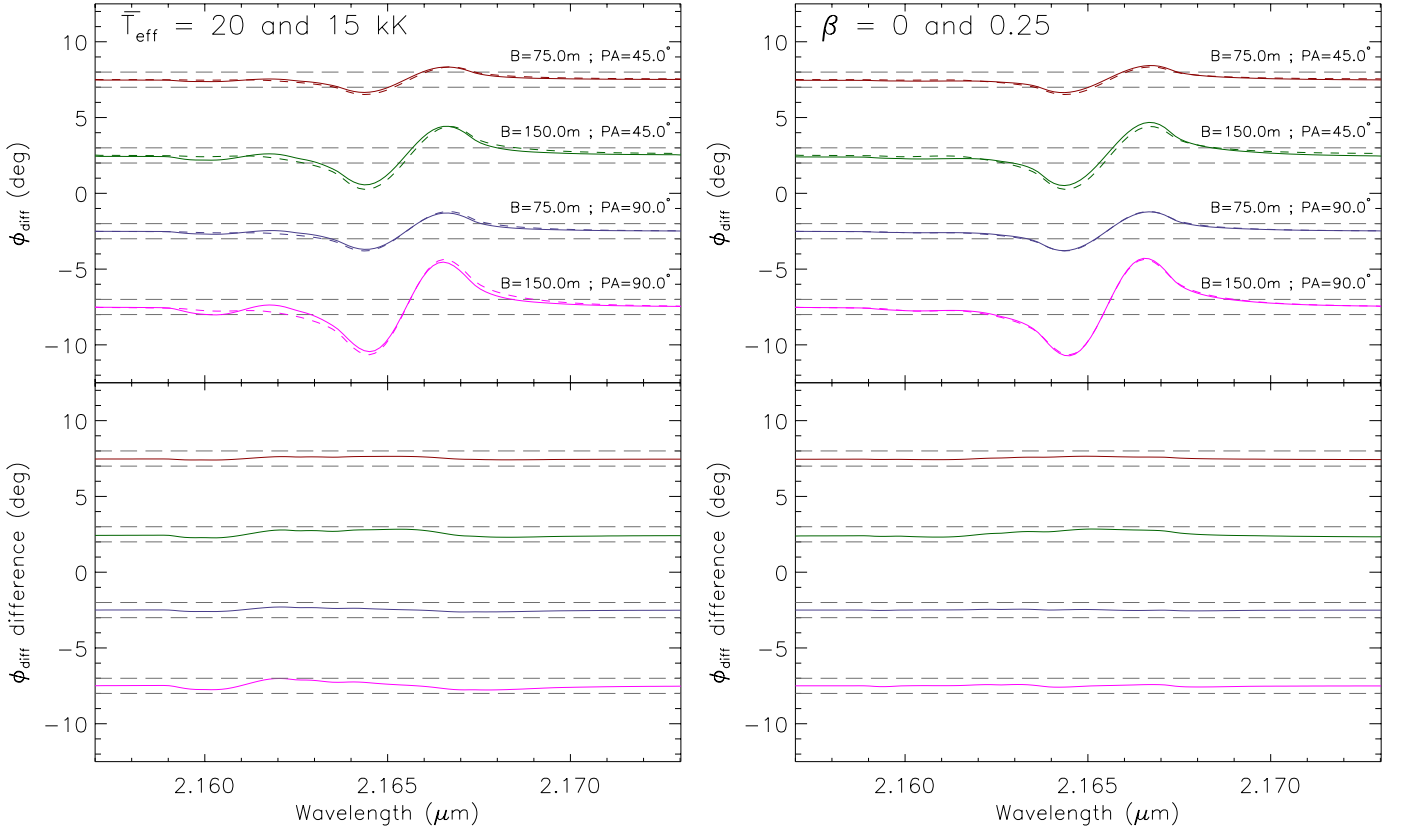


Fig. 3. Similar to Fig. 1 but for the dependence of ϕ_{diff} on \bar{T}_{eff} and β . \bar{T}_{eff} changed from 15 000 K to 20 000 K, and β changed from 0.25 (von Zeipel value) to 0.0 (no gravity-darkening). ϕ_{diff} in Br γ is not strongly sensitive to these parameters.

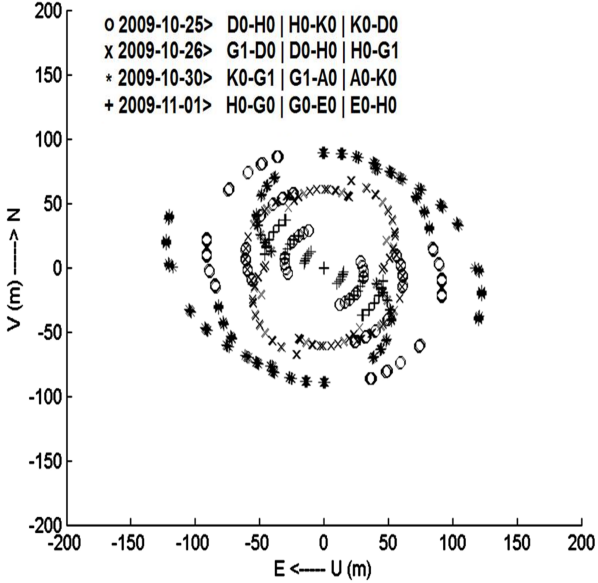


Fig. 4. Used VLTI baselines and (u, v) coverage of our VLTI/AMBER observations of Achernar. Earth-rotation synthesis spanning ~ 5 h/night provided this good (u, v) coverage.

- $d = 44.1$ pc. For a consistent comparison of our results with previous works, we adopted the HIPPARCOS distance $d = 44.1$ pc from Perryman et al. (1997), instead of the more recent value of $d = 42.7$ pc from van Leeuwen (2007).

- $\beta = 0.20$. Since Achernar is a hot B star with a mostly radiative envelope, the gravity-darkening parameter β should be close to 0.25. Recent interferometric observations of fast rotators (Che et al. 2011) and theoretical works (Claret 2012) suggest that the value $\beta = 0.20$ would be more adapted to Achernar’s spectral type. Gravity-darkening models from Espinosa Lara & Rieutord (2011) also indicate that $\beta < 0.25$ for fast rotators. Based on these works and on our results showing that ϕ_{diff} is not strongly sensitive to β (Fig. 3), this parameter was fixed to 0.20 throughout the data analysis.
- $M = 6.1 M_{\odot}$. Value from Harmanec (1988), which as by Domiciano de Souza et al. (2003) for Achernar.
- $\bar{T}_{\text{eff}} = 15\,000$ K. We adopt the value given by Vinicius et al. (2006), corresponding to the apparent temperature of Achernar. As shown in Fig. 3, ϕ_{diff} does not depend strongly on \bar{T}_{eff} .

Figures 5 to 7 show the best-fit ϕ_{diff} , together with the corresponding observations. The best-fit values of the free parameters found with the LM algorithm are given in Table 2. The uncertainties of the parameters estimated by the LM algorithm are $\sim 1\%$. However, previous works have shown that the LM errors derived from the fit of spectro-interferometric data are often too optimistic and should be considered as lower limits (e.g., Niccolini et al. 2011; Domiciano de Souza et al. 2011). To obtain a more realistic estimation of the parameter uncertainties, we applied a Monte Carlo method, which consists in the analysis of artificial data sets generated from the real observations (Press et al. 2002). These artificial data sets have a random Gaussian distribution with a standard deviation given by the observed σ_{ϕ} and an average value given by the observed ϕ_{diff} . By generating

Table 2. Parameters and uncertainties estimated from a Levenberg-Marquardt fit of our model to the VLTI/AMBER ϕ_{diff} observed on Achernar. The minimum reduced χ^2 of the fit is $\chi^2_{\text{min,r}} = 1.22$. The HIPPARCOS distance $d = 44.1 \pm 1.1$ pc from Perryman et al. (1997) was adopted to convert from linear to angular sizes.

Best-fit parameter	Best-fit value and error
Equatorial radius R_{eq}	$11.6 \pm 0.3 R_{\odot}$
Equatorial rotation velocity V_{eq}	$298 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$
Rotation-axis inclination angle i	$101.5 \pm 5.2^{\circ}$
Rotation-axis position angle PA_{rot}	$34.9 \pm 1.6^{\circ}$
Fixed parameter	Value
Distance d	44.1 pc
Mass M	$6.1 M_{\odot}$
Surface mean temperature \bar{T}_{eff}	15 000 K
Gravity-darkening coefficient β	0.20
Derived parameter	Value and error
Equatorial angular diameter \mathcal{D}_{eq}	$2.45 \pm 0.09 \text{ mas}$
Equatorial-to-polar radii $R_{\text{eq}}/R_{\text{p}}$	1.45 ± 0.04
$V_{\text{eq}} \sin i$	$292 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$
$V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}}$	0.96 ± 0.03
Polar temperature T_{pol}	$18\,013^{+141} \text{ K}$
Equatorial temperature T_{eq}	$9\,955^{+1\,175}_{-2\,339} \text{ K}$
Luminosity $\log L/L_{\odot}$	3.654 ± 0.028

300 artificial ϕ_{diff} data sets and by performing a LM model-fit on each of these data sets, we determined the histogram distribution of each fitted parameter, which allowed us to estimate its uncertainty. The limits of the parameter distribution defining the uncertainties of the best-fit parameters given in Table 2 were chosen to correspond to the 68% confidence level of the commonly used standard deviation for normal distributions. We also present in Table 2 several stellar parameters derived from the best-fit parameters.

5. Discussion and conclusions

The stellar parameters derived from the Achernar’s ϕ_{diff} mostly agree with those from previous results. Our equatorial angular diameter $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2.45 \pm 0.09 \text{ mas}$ (or, alternatively, R_{eq}) is between the values reported by Kervella & Domiciano de Souza (2006, $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2.13 \pm 0.05 \text{ mas}$) and by Domiciano de Souza et al. (2003, $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2.53 \pm 0.06 \text{ mas}$), which were based on VLTI/VINCI observations. The relatively small differences between these three values can be explained, at least partially, by the fact that different approaches and models were used to interpret the interferometric observations. In particular, the smaller \mathcal{D}_{eq} from Kervella & Domiciano de Souza (2006) is due to the use of a uniform brightness ellipse model, which is known to give smaller angular sizes than more realistic models, such as the one used in this work. The comparison with previous works also suggests that the uncertainty of \mathcal{D}_{eq} derived from ϕ_{diff} is of the same order as the uncertainties attained from visibility amplitudes.

The PA_{rot} derived here is $\approx 6^{\circ}$ smaller than the values reported in these two previous works, meaning that these results agree within $\approx 3 - 4$ sigma. The fact that the AMBER (u, v) coverage is more complete than the VLTI/VINCI (u, v) coverage suggests that the PA_{rot} from the present work is probably somewhat more accurate.

The derived $V_{\text{eq}} \sin i$ is larger than those obtained in other works based on spectroscopic data (e.g., Vinicius et al. 2006). These differences can be explained by gravity-darkening, which tends to decrease the $V_{\text{eq}} \sin i$ estimated from spectroscopy alone (e.g., Frémat et al. 2005). In any case, the derived rotation rate

($V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}} = 0.96 \pm 0.03$) agrees with the value reported by Carciofi et al. (2008), who obtained a lower limit for the rotational speed of $V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}} > 0.93$, based on interferometric, spectroscopic, and polarimetric data.

The measured i ($= 101.5 \pm 5.2^{\circ}$) is compatible with previous results, suggesting that $65^{\circ} \leq i \leq 115^{\circ}$ (Vinicius et al. 2006; Carciofi et al. 2007). We note that, although $i = 101.5^{\circ}$ and $i = 78.5^{\circ}$ ($= 180^{\circ} - 101.5^{\circ}$) are indistinguishable from spectroscopic observations, they have different ϕ_{diff} signatures when gravity-darkening is present. The measured inclination close to 90° (nearly a centrally-symmetric intensity distribution) is totally consistent with the observed closure phases, which show values compatible with zero within the error bars.

Following Vinicius et al. (2006), a somewhat higher \bar{T}_{eff} value could be adopted in our models, since this quantity is dependent on the rotation rate of the star and on the inclination angle i . We have thus checked the robustness of our results by performing an additional model-fitting fixing $\bar{T}_{\text{eff}} = 16\,000 \text{ K}$, which corresponds to the average effective temperature of the visible stellar hemisphere given by Vinicius et al. (2006). In agreement with what was expected from Fig. 3, the values of the parameters obtained from the best fits with $\bar{T}_{\text{eff}} = 15\,000 \text{ K}$ (Table 2) and with $\bar{T}_{\text{eff}} = 16\,000 \text{ K}$ are compatible within the parameter uncertainties.

Finally, we also checked that compatible results, within uncertainties, are obtained from a fit performed over all wavelengths, instead of one-third of the $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ points.

The present work shows that ϕ_{diff} can be used to measure several parameters in fast rotators, in particular \mathcal{D}_{eq} (or R_{eq}), PA_{rot} , V_{eq} , and i . This is very useful, notably in cases when the visibility amplitude is too high (partially resolved objects), when it is poorly determined (large errors), and/or when it cannot be calibrated (as in the case of Achernar’s data). By analyzing VLTI/AMBER ϕ_{diff} of Achernar, we have shown, using real observations, that the combination of high spatial and high spectral resolution allows one to go beyond diffraction-limited angular resolution of the interferometer, commonly defined as $\lambda/B_{\text{proj}}^{\text{max}}$. The equatorial angular diameter of Achernar of $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2.45 \pm 0.09 \text{ mas}$ was measured from ϕ_{diff} alone on B_{proj} between $B_{\text{proj}}^{\text{min}} \approx 15 \text{ m}$ and $B_{\text{proj}}^{\text{max}} \approx 128 \text{ m}$ at $\lambda \approx 2.2 \mu\text{m}$. The derived \mathcal{D}_{eq} is therefore ≈ 1.5 times smaller than the maximum available diffraction-limited angular resolution. Furthermore, our observations show that the Achernar’s diameter is already resolved at shorter baselines, with a clear signature of rotation seen (ϕ_{diff} amplitudes $\gtrsim \sigma_{\phi}$) at B_{proj} above $\approx 45 \text{ m}$ (Figs. 5 to 7). Therefore, in these observations with $B_{\text{proj}} \approx 45 \text{ m}$, the measured diameter is even ≈ 4 times smaller than the corresponding diffraction-limited resolution of 10 mas .

This super-resolution capacity provided by ϕ_{diff} can be further improved if the observational uncertainties are smaller than those attained in the present work. In such cases, the angular diameters of even smaller and slower rotators can be measured, thanks to this powerful technique. The results obtained in this work from VLTI/AMBER differential phases open new perspectives to measure angular sizes of faint and/or angularly small stars, beyond the diffraction limit of optical/IR interferometers.

Acknowledgements. This research has made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France, of NASA Astrophysics Data System Abstract Service, and of the Jean-Marie Mariotti Center Aspro service². A.D.S. and A.C.C. thank the CNRS-PICS program for supporting our Brazilian-French collaboration and the present work. This research received the support of

² Available at <http://www.jmmc.fr/aspro>

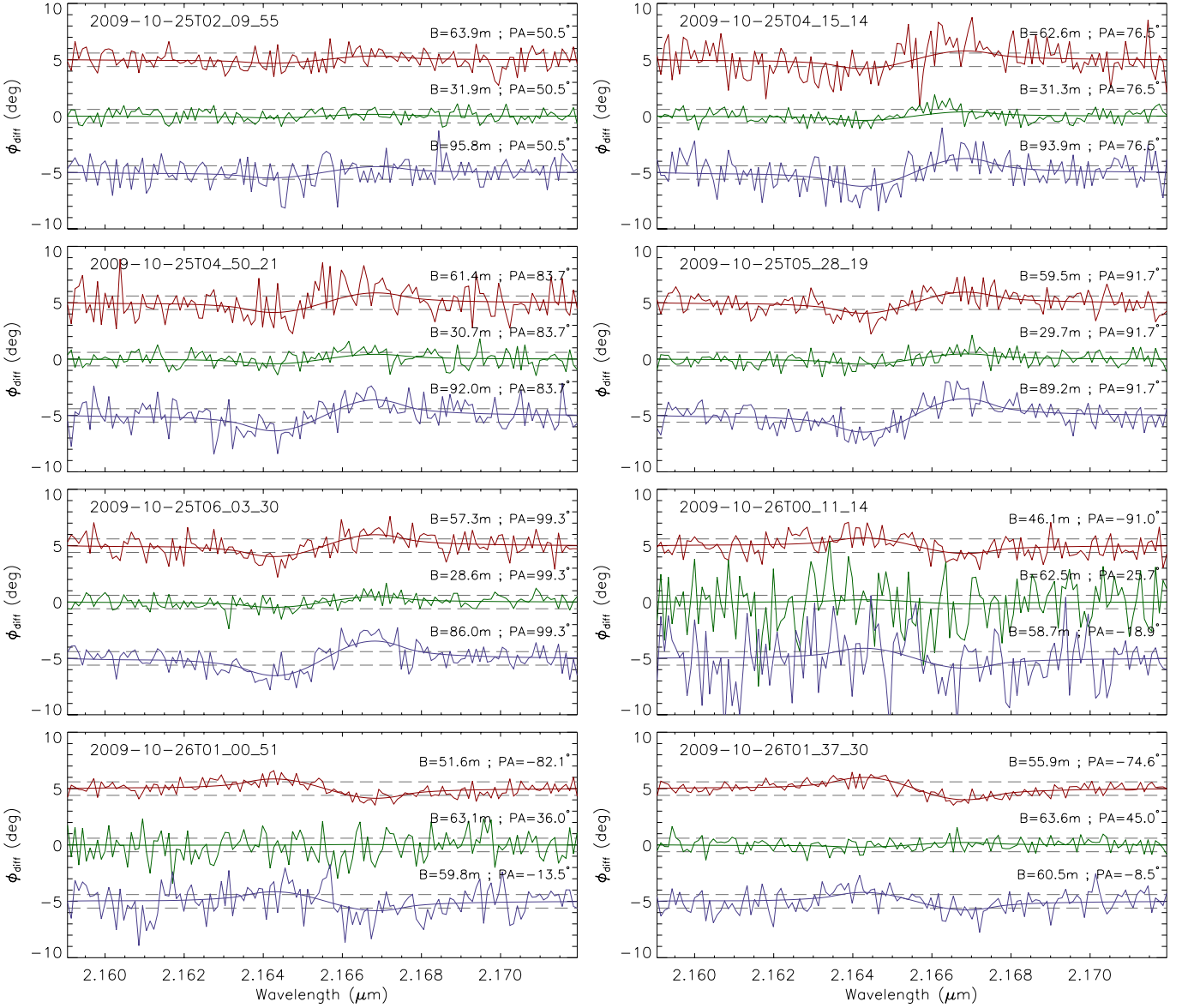


Fig. 5. The 84 VLTI/AMBER $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ measured on Achernar around Br γ at 28 different observing times (format YYYY-MM-DDTHH.MM.SS) and, for each time, three different projected baselines and baseline position angles, as indicated in the plots. The dashed gray horizontal lines indicate the median $\pm\sigma_{\phi} = \pm 0.6^{\circ}$ of all observations. The smooth curves superposed to the observations are the best-fit ϕ_{diff} obtained with a uniform-rotation, gravity-darkened Roche model, as described in Sect. 4. All the observed ϕ_{diff} points are shown here, even if the fit has been performed using only each third wavelength point (c.f. Sect. 4). All ϕ_{diff} curves are equal to zero in the continuum, but they were shifted for better readability.

PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS, and University Denis Diderot Paris 7. A.C.C. acknowledges support from CNPq (grant 308985/2009-5) and Fapesp (grant 2010/19029-0). M.H. acknowledges the CRAAG and the EII/OPTICON Fizeau program for supporting his PhD thesis. We acknowledge the anonymous referee for her/his constructive comments and suggestions that helped us to improve this work.

References

- Bordé, P., Coudé du Foresto, V., Chagnon, G., & Perrin, G. 2002, *A&A*, 393, 183
- Born, M. & Wolf, E. 1980, *Principles of Optics Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 6th edn., ed. M. Born & E. Wolf
- 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
- Che, X., Monnier, J. D., Zhao, M., et al. 2011, *ApJ*, 732, 68
- Chelli, A. & Petrov, R. G. 1995, *A&AS*, 109, 401
- Chelli, A., Utrera, O. H., & Duvert, G. 2009, *A&A*, 502, 705
- Claret, A. 2012, *A&A*, 538, A3
- Domiciano de Souza, A., Bendjoya, P., Niccolini, G., et al. 2011, *A&A*, 525, A22
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
- Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E., & Abe, L. 2002, *A&A*, 393, 345
- Domiciano de Souza, A., Zorec, J., & Vakili, F. 2012, to appear in the SF2A 2012 proceedings
- Espinosa Lara, F. & Rieutord, M. 2011, *A&A*, 533, A43
- Faés, D. M. & Carciofi, A. C. 2012, private communication
- Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A., & Floquet, M. 2005, *A&A*, 440, 305
- Harmanec, P. 1988, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 39, 329
- Jackson, S., MacGregor, K. B., & Skumanich, A. 2004, *ApJ*, 606, 1196
- Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
- Lachaume, R. 2003, *A&A*, 400, 795

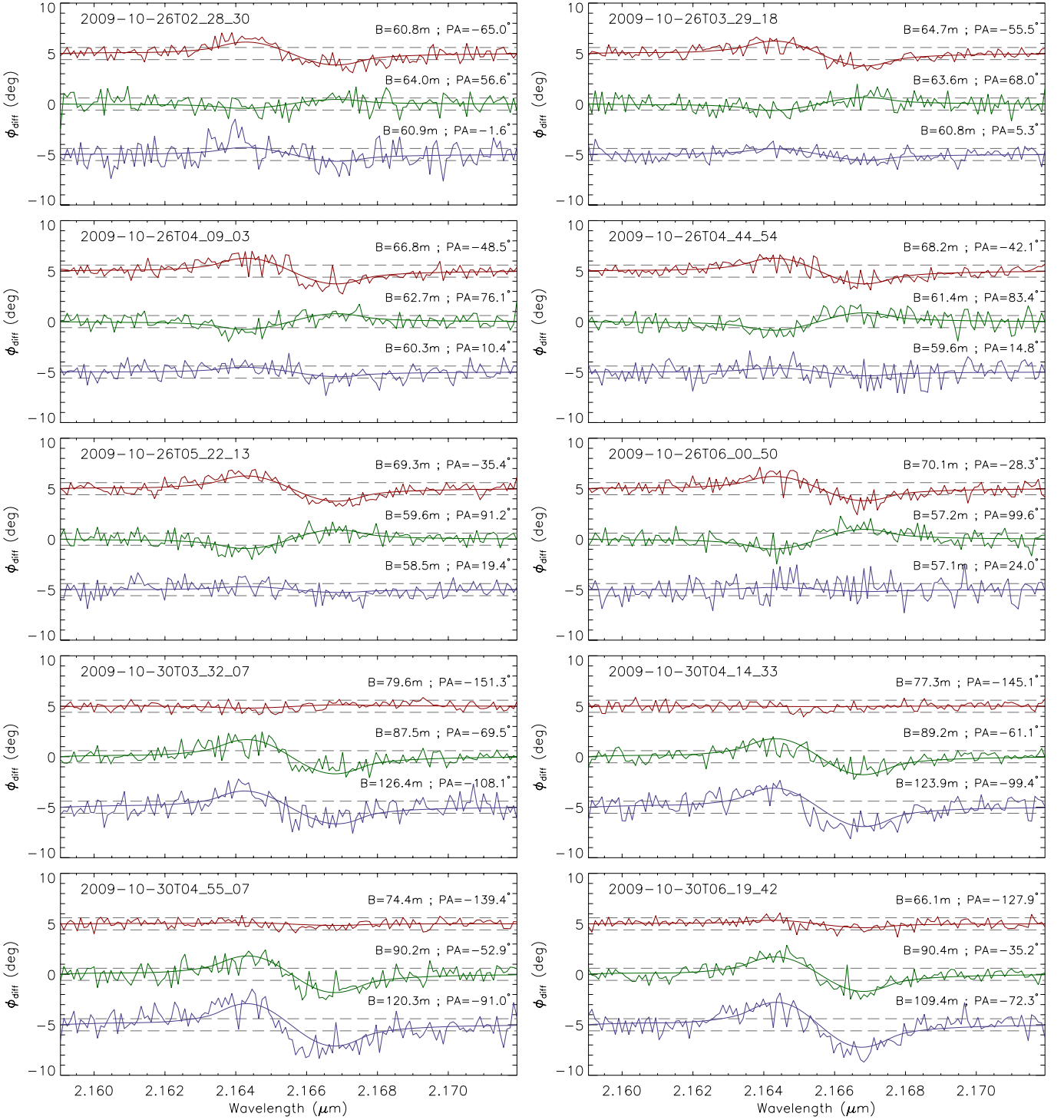


Fig. 6. Continuation of Fig. 5.

Le Bouquin, J., Absil, O., Benisty, M., et al. 2009, *A&A*, 498, L41
Markwardt, C. B. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 411, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler, 251–254
Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107
Millour, F., Petrov, R. G., Vannier, M., & Kraus, S. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, *SPIE Conference Series*, 41–52
Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., et al. 2006, in *EAS Publications Series*, Vol. 22, *EAS Publ. Series*, ed. M. Carillet, A. Ferrari, & C. Aime, 379–388
Niccolini, G., Bendjoya, P., & Domiciano de Souza, A. 2011, *A&A*, 525, A21
Perryman, M. A. C., Lindgren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49

Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W., & Flannery, B. 2002, *Numerical Recipes in C: The art of scientific computing*, 2nd edn. (Cambridge University Press)
Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
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

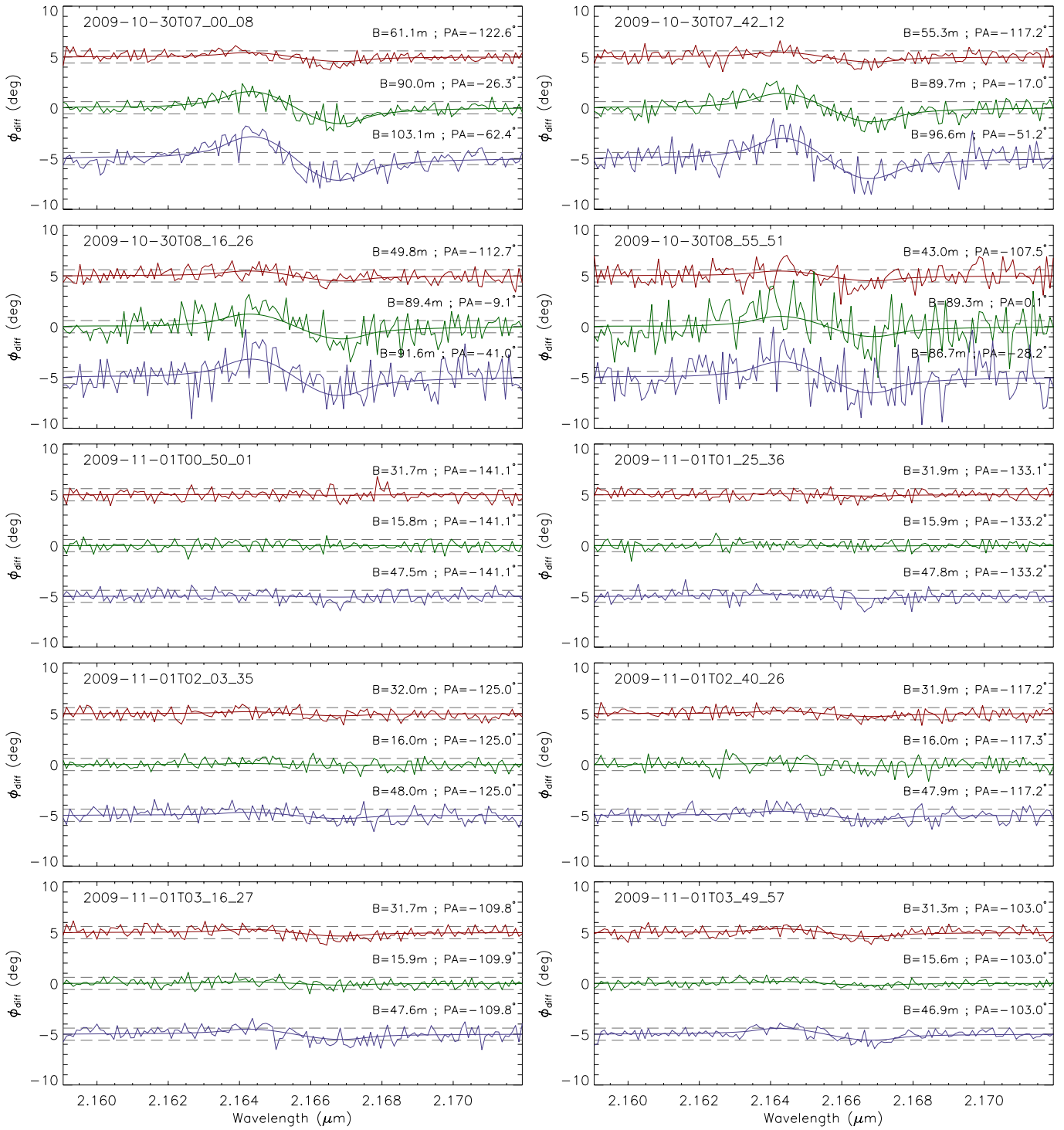


Fig. 7. Continuation of Fig. 6.

Table 1. Log of the 28 VLTI/AMBER observations of Achernar with details on the dates, times, and baseline triplets. The calibration star is δ Phe.

Object	Date & Time	Baseline length $B_{\text{proj}} (m)$	Baseline PA $PA (^{\circ})$
Observations with AT triplet D0-H0-K0:			
δ Phe	2009-10-25T01:51	63, 31, 94	48, 48, 48
Achernar	2009-10-25T02:10	64, 32, 96	50, 50, 50
δ Phe	2009-10-25T02:27	64, 32, 96	55, 55, 55
δ Phe	2009-10-25T03:59	63, 32, 95	73, 73, 73
Achernar	2009-10-25T04:15	63, 31, 94	76, 76, 76
δ Phe	2009-10-25T04:32	62, 31, 93	79, 79, 79
Achernar	2009-10-25T04:50	61, 31, 92	84, 84, 84
δ Phe	2009-10-25T05:11	60, 30, 90	86, 86, 86
Achernar	2009-10-25T05:28	60, 30, 89	92, 92, 92
δ Phe	2009-10-25T05:48	58, 29, 87	93, 93, 93
Achernar	2009-10-25T06:04	57, 29, 86	99, 99, 99
δ Phe	2009-10-25T06:21	55, 27, 83	100, 100, 100
Observations with AT triplet G1-D0-H0:			
δ Phe	2009-10-25T23:53	44, 60, 63	-85, 22, -20
Achernar	2009-10-26T00:11	45, 62, 58	-93, 24, -20
Achernar	2009-10-26T01:01	51, 63, 60	-83, 35, -14
δ Phe	2009-10-26T01:18	56, 62, 65	-71, 42, -10
Achernar	2009-10-26T01:38	55, 64, 60	-76, 44, -9
δ Phe	2009-10-26T01:58	60, 63, 66	-66, 50, -5
Achernar	2009-10-26T02:29	60, 64, 61	-67, 55, -3
δ Phe	2009-10-26T03:14	66, 64, 66	-54, 65, 4
Achernar	2009-10-26T03:29	65, 64, 61	-56, 67, 5
δ Phe	2009-10-26T03:52	68, 63, 65	-49, 72, 8
Achernar	2009-10-26T04:09	67, 63, 60	-49, 76, 10
δ Phe	2009-10-26T04:27	70, 62, 65	-43, 79, 12
Achernar	2009-10-26T04:45	68, 62, 60	-43, 83, 15
δ Phe	2009-10-26T05:04	71, 61, 64	-37, 85, 16
Achernar	2009-10-26T05:22	69, 60, 59	-36, 91, 19
δ Phe	2009-10-26T05:43	71, 58, 63	-30, 93, 20
Achernar	2009-10-26T06:01	70, 57, 57	-29, 99, 24
δ Phe	2009-10-26T06:18	71, 56, 61	-24, 100, 24
Observations with AT triplet K0-G1-A0:			
δ Phe	2009-10-30T03:11	85, 88, 128	-155, -71, -112
Achernar	2009-10-30T03:32	80, 87, 127	-151, -70, -108
δ Phe	2009-10-30T03:54	83, 90, 126	-149, -63, -104
Achernar	2009-10-30T04:15	77, 89, 124	-145, -62, -100
δ Phe	2009-10-30T04:35	81, 90, 123	-144, -56, -97
Achernar	2009-10-30T04:55	75, 90, 121	-139, -54, -92
δ Phe	2009-10-30T06:00	73, 90, 110	-134, -39, -81
Achernar	2009-10-30T06:20	67, 90, 110	-128, -36, -73
δ Phe	2009-10-30T06:40	69, 89, 102	-130, -31, -72
Achernar	2009-10-30T07:00	62, 90, 104	-123, -27, -63
δ Phe	2009-10-30T07:20	63, 88, 93	-127, -22, -62
Achernar	2009-10-30T07:42	55, 90, 97	-117, -18, -52
δ Phe	2009-10-30T07:59	57, 87, 85	-123, -13, -52
Achernar	2009-10-30T08:16	50, 89, 92	-113, -10, -42
δ Phe	2009-10-30T08:32	51, 86, 78	-121, -5, -41
Achernar	2009-10-30T08:56	43, 89, 87	-107, -1, -29
Observations with AT triplet H0-G0-E0:			
δ Phe	2009-11-01T00:22	31, 16, 46	-145, -145, -145
Achernar	2009-11-01T00:50	32, 16, 47	-141, -141, -141
δ Phe	2009-11-01T01:08	31, 16, 47	-135, -135, -135
Achernar	2009-11-01T01:25	32, 16, 48	-133, -133, -133
δ Phe	2009-11-01T01:47	32, 16, 48	-127, -127, -127
Achernar	2009-11-01T02:04	32, 16, 48	-125, -125, -125
δ Phe	2009-11-01T02:22	32, 16, 48	-120, -120, -120
Achernar	2009-11-01T02:40	32, 16, 48	-117, -117, -117
δ Phe	2009-11-01T02:59	32, 16, 48	-113, -113, -113
Achernar	2009-11-01T03:16	32, 16, 48	-110, -110, -110
δ Phe	2009-11-01T03:34	32, 16, 48	-106, -106, -106
Achernar	2009-11-01T03:50	31, 16, 47	-103, -103, -103

SCIROCCO : Un Code pour l'analyse des données Spectro-Interférométrique



Sommaire

4.1	Forme et vitesses de surface d'un rotateur	101
4.1.1	Formalisme théorique de la rotation stellaire	102
4.1.2	Vitesses surfaciques stellaires	106
4.2	Carte d'intensité d'un rotateur stellaire dans le continuum	110
4.2.1	Assombrissement gravitationnel	110
4.2.2	Assombrissement centre-bord	115
4.3	Spectroscopie d'un rotateur	121
4.4	Cartes d'intensité d'un rotateur rapide suivant le décalage Doppler-Fizeau sur le profil de la raie d'absorption photosphérique	125
4.5	Les observables interférométriques	127

Juste après la soumission de notre article [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#) (voir p.85), j'entrepris le développement d'un modèle numérique de rotateurs stellaires rapides, destiné aux observations spectro-interférométriques, avec une approche analytique faisant appel à une modélisation numérique aussi simple que possible. En effet les modèles sur les rotateurs et/ou leurs environnement proche sont relativement peu nombreux dans la communauté astrophysique, et peu destinés à l'interférométrie optique à longue pose. Parmi ceux-ci je cite CHARRON (Code for High Angular Resolution of Rotating Objects in Nature ; [Domiciano](#)

de Souza et al. (2012b)), décrit à la fin du chapitre 3, et ESTER (Evolution STellaire En Rotation ; Rieutord (2013); Rieutord & Espinosa (2013)). Ce dernier est un code d'évolution stellaire à deux dimensions développé en C++/ python qui permet de modéliser les paramètres suivants depuis les couches intérieures jusqu'en surface : la pression, la densité, les températures, la vitesse angulaire (rotation différentielle) et la circulation méridionale de l'ensemble d'un volume d'étoiles de masse excédant deux fois celle du soleil. Il existe aussi des codes de simulation de disque circumstellaire parmi lesquels on compte ; SIMECA (SIMulation pour Etoiles Chaudes Actives ; Stee et al. (2008)) qui permet sous l'hypothèse de la physique du transfert de rayonnement en équilibre thermodynamique local (ELT) de modéliser : les distributions de densité, de température, et les champs de vitesse radiale et azimutale des enveloppes circumstellaires à usages photométrique, spectroscopique et interférométrique. Ou encore le cas du modèle Be disk, proposé par les canadiens Sigut et al. (2009), plus récent que SIMECA, il est aussi dans le même état d'esprit, et comme son nom l'indique est destiné à l'étude des CSE (CircumStellar Environment) des BE. On peut également citer le modèle d'étude de déplacement du photo-centre d'enveloppe d'étoiles Be en équilibre thermodynamique local (ETL), et en interférométrie IR, proposé par Kraus et al. (2012).

Sinon on compte aussi l'existence de codes plus poussés, combinant à la fois la modélisation d'étoiles en rotation avec leurs environnements circumstellaires. C'est le cas d'HDUST développé par A.Carciofi et J.Bjorkman (Carciofi & Bjorkman 2006) qui est un puissant code de transfert radiatif Monte Carlo, qui permet d'obtenir des spectres et des cartes d'intensité en lumière naturelle et/ou polarisée pour des CSE d'étoiles massives incluant du gaz et de la poussière. Néanmoins ce genre de modèle nécessite un temps et une puissance de calcul assez élevés.

Ainsi, ma contribution dans ce domaine de recherche a été de créer un code analytique simple, mais efficace, destiné à interpréter les observations spectro-interférométriques des étoiles en rotation rapide (travail principal sur lequel est axé mon code) avec quelques essais d'intégration d'effets supplémentaires, tels que les pulsations non radiales (PNR) et/ou les disques circumstellaires autour de ces étoiles. Mon modèle s'appelle SCIROCCO, qui est l'acronyme de :

SCIROCCO : Simulation Code of Interferometric-observations for ROtators and CirCumstellar Objects. Il est basé sur un modèle polychromatique semi-analytique pour les rotateurs rapides prenant en compte, le rayon angulaire, la vitesse de rotation à la surface de l'étoile (avec et sans rotation différentielle) incluant l'inclinaison l'axe de rotation intrinsèque par rapport à la ligne de visée (le $V_{eq} \sin i$), et l'aplatissement apparent de cette étoile.

Ce code (écrit en langage Matlab) peut prendre en compte plusieurs profils de raie dit synthétiques (gaussien, lorentzien, profil de Voigt) aussi bien que ceux issus des modèles d'atmosphère stellaire (Kurucz-Tlusty/Synspec, Phoenix...etc.). Il applique sur des cartes d'iso-vitesses projetées et obtenues par effet Doppler. Le tout est combiné à des cartes d'intensité projetées sur le ciel incluant (ou non) l'effet de l'assombrissement centre-bord, et/ou l'assombrissement gravitationnel (l'effet von Zeipel) avec des paramètres de température et de longueurs d'onde adéquats. L'intensité au continuum est tout simplement tirée

de l'équation du corps noir (fonction de Planck, pour une longueur d'onde et une température effective moyenne données). Cette approche nous permet d'extraire les informations interférométriques recherchées : visibilité, spectre, photo-centres, phases, et clôtures de phase ... etc., et ce pour des bases interférométriques bien déterminées. Le but final de cette démarche est de comparer les observables simulées aux observations effectuées sur un spectro-interféromètre à longue base, et de trouver les paramètres qui concordent le mieux : températures effectives, vitesse de rotation, inclinaison, rayon angulaire, aplatissement, coefficient de rotation différentielle, ... etc. Ceci est l'objet de la section suivante.

4.1 Forme et vitesses de surface d'un rotateur

Tel qu'illustré dans la Fig.2.6, la forme d'une étoile évolue avec celle de sa vitesse de rotation. L'observation de la rotation stellaire est détaillée dans le chapitre 2, mais la mesure de la photosphère aplatie des étoiles en rotation rapide, bien que prédite théoriquement dès les années 20, n'a été obtenue qu'à partir des années 2000, grâce à l'interférométrie qui permet d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre de la milli-arc-seconde nécessaire à la mesure directe de cet aplatissement.

Ainsi, la détermination du degré d'aplatissement d'une étoile et de sa carte de vitesse de rotation surfacique respective sont deux caractéristiques fondamentales stellaires nécessaires à l'élaboration de tout modèle (destiné à l'étude des rotateurs rapides). A titre comparatif ; le Soleil, seule étoile assez proche de la terre pour nous permettre d'étudier sa forme et sa surface à l'œil nu, nous révèle une forme très proche de la sphère parfaite d'un rayon moyen de $959''.28 \pm 0''.15$ (Kuhn et al. 2004), et une valeur de $959''.78 \pm 0.19''$ à une longueur d'onde de 535.7 nm mesurée par Picard Sol au plateau de calern caussols entre 2011 et 2013 (Meftah et al. 2014), avec une variation entre les deux rayons polaire et équatorial, de seulement $9.0 \pm 1.8 \text{ mas}$ (Rozelot et al. 2003). Ceci traduit un coefficient d'aplatissement $\left(\frac{R_{eq}-R_{pol}}{R_{eq}}\right)$ de l'ordre de 0.005%, alors que l'aplatissement peut atteindre pour certains rotateurs rapides (notamment des Be) 20% à 30%. La comparaison des vitesses de rotation équatoriale/polaire¹ est toute aussi impressionnante, car avec une vitesse de rotation moyenne équatoriale de 2 km.s^{-1} ; i.e. une période de rotation de 25 jours à l'équateur et de 34 j à 85° de latitude près des pôles (Snodgrass & Ulrich 1990), le Soleil tourne donc 100 à 150 fois moins vite que certains rotateurs tournant à une vitesse proche de leurs vitesses critiques.

Avant d'aborder les principes et équations régissant la forme d'un rotateur rapide et sa carte des vitesses de surface, je vais tout d'abord adopter un système de notations et de référence appropriés, schématisé dans la Fig. 4.1.

1. Les vitesses de rotation équatoriale et polaire varient selon le type spectral et la classe de luminosité des étoiles. Etant donné que la force centrifuge agit différemment selon la latitude stellaire, elle est bien plus prononcée à l'équateur. Ce qui se répercute sur la vitesse angulaire de ce corps (non solide) en rotation, selon la latitude relativement à l'axe de rotation. C'est ce qu'on appelle **la rotation différentielle**, et qui est également présent au Soleil.

3. Cette formule a été déduite du fait que le demi petit axe apparent b' est inversement proportionnelle à

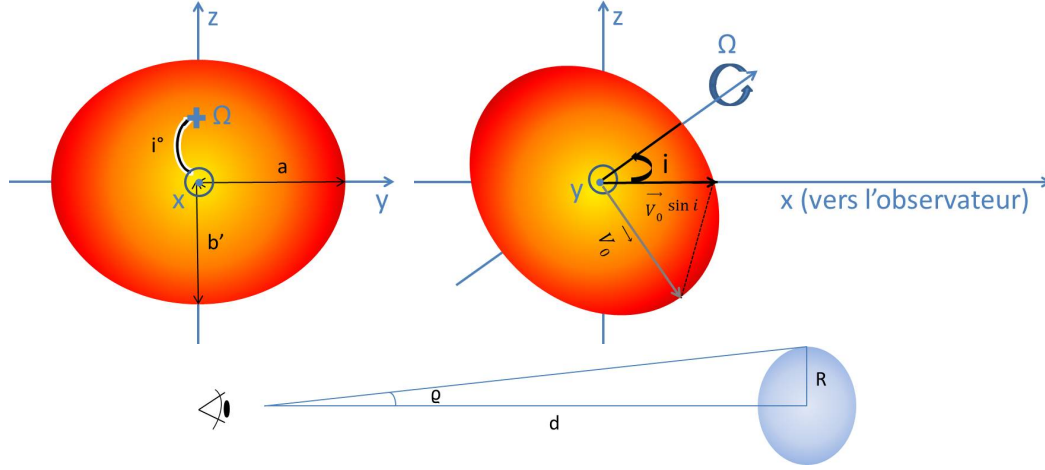


FIGURE 4.1 – **En haut à gauche** : Système de référence adopté pour une étoile en rotation (étoile aplatie avec un demi grand axe a et un demi petit axe b , ici le demi petit axe apparent est $b' = a.b/(a + (b - a) \cos(i))^3$; respectant les équations de l'ellipsoïde de révolution). Notons que pour $i = 90^\circ \rightarrow a = R_{eq}$ et $b' = b = R_{pol}$. La croix indique le point où l'axe de rotation intercepte la surface de l'étoile. Cet axe forme un angle i avec la direction de l'observateur (axe x) et sa projection sur le ciel est parallèle à l'axe z . Notons ici que l'angle d'orientation choisi de l'étoile est nul, autrement l'étoile serait inclinée. **En haut à droite** : Le paramètre $v_{eq} \sin i$ tel que perçu par un observateur sur terre selon l'axe x , où pour $i = 90^\circ$ la vitesse de rotation perçue sera $V_0 = v_{eq}$ qui n'est autre que la vitesse de rotation équatoriale. **En bas** : Le rayon angulaire $\rho = \frac{R}{D}$ tel que perçu par l'observateur à une distance d pour l'étoile ayant un rayon R . Ici aussi et pour une orientation dite "dans le plan équatorial" ("edge on") ($i = 90^\circ$) le rayon angulaire apparent sera celui du rayon équatorial $\rho = \frac{R_{eq}}{2}$.

4.1.1 Formalisme théorique de la rotation stellaire

Considérons une coupe 2D aux coordonnées polaires (rayon, co-latitude)=($R(\theta')$, θ') (où $0 \leq \theta' \leq \pi$) d'une étoile "par l'équateur" ("edge on") (à inclinaison $i = \frac{\pi}{2}$), de rayon équatorial $R_{eq} = R(\theta' = \frac{\pi}{2})$ et de masse M en rotation uniforme avec une vitesse angulaire équatoriale $\Omega_{eq} = \frac{v_{eq}}{R_{eq}}$. L'étoile est parfaitement sphérique pour une vitesse de rotation nulle $R(\theta') = R_{eq} = R_{pol}$ (voir Fig.4.2).

Ainsi, la force s'exerçant sur un élément à la surface d'une telle étoile serait à la fois gravitationnelle et centrifuge, i.e. :

$$\vec{F}(R(\theta'), \theta') = m\Omega^2 R(\theta') \sin^2 \theta' \vec{U}_\theta - \frac{GmM}{R^2(\theta')} \vec{U}_r \quad (4.1)$$

Où G est la constante gravitationnelle de Newton et m la masse ponctuelle de l'élément aux coordonnées $(R(\theta'), \theta')$. Dorénavant et pour plus de commodité $R(\theta')$ sera simplement noté R . Notons qu'ici la vitesse de rotation aux pôles est nulle, d'où la dépendance en $\sin^2 \theta'$ de la force centrifuge. En s'intéressant à l'équipotentielle de surface gravito-rotationnelle

l'angle i (ex. $b' = \frac{1}{f(\cos i)}$). En effet, en supposant que cette fonction est linéaire, et connaissant les conditions limites (à $i = 0^\circ \rightarrow \cos i = 1 \rightarrow b' = a = R_{eq}$ & à $i = 90^\circ \rightarrow \cos i = 0 \rightarrow b' = b = R_{pol}$) on déduit bien que $\frac{1}{b'} = \frac{b-a}{ab} \cos i + \frac{1}{b}$.

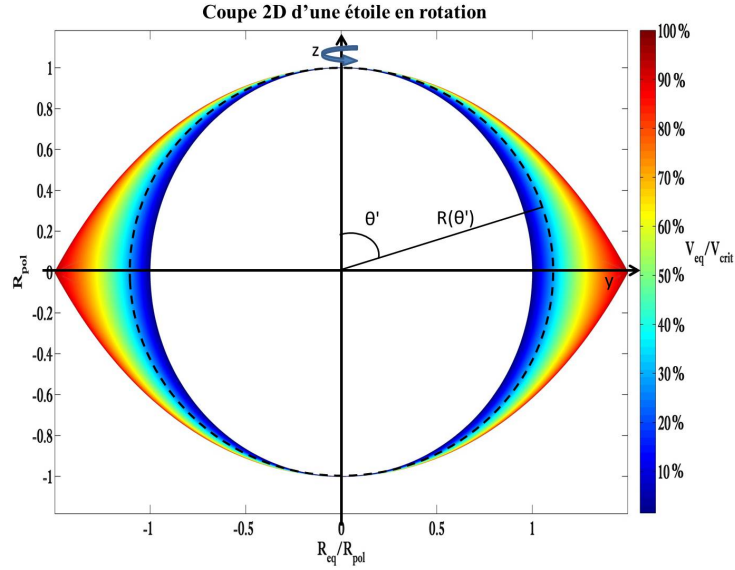


FIGURE 4.2 – Référentiel 2D adopté pour une étoile en rotation uniforme. Ici $(R(\theta'), \theta')$ respectivement le rayon et la co-latitude sont les coordonnées polaires associées aux coordonnées cartésiennes (y, z) , pour une étoile tournant à une vitesse angulaire équatoriale $\Omega_{eq} = \frac{v_{eq}}{R_{eq}}$.

stellaire Ξ (où $\vec{F} = -m\vec{\nabla}\Xi(R)$), on peut reprendre les équations théoriques de [Collins \(1963\)](#), de sorte que l'Eq.(4.1) devient :

$$\Xi(R, \theta') = \frac{GM}{R} + \frac{\Omega^2}{2} R^2 \sin^2 \theta' = \frac{GM}{R_{pol}} \quad (4.2)$$

En effet, comme le potentiel gravito-rotationnel est constant à la surface du rotateur (tel que démontré par [Eddington \(1926\)](#)), cette constante ne peut être que le potentiel gravitationnel polaire, le potentiel rotationnel étant nul à cette co-latitude et avec l'hypothèse de R_{pol} constant. Plus rigoureusement, un développement du module de la gravité de surface $|\vec{g}| = |-\vec{\nabla}\Xi(R, \theta')|$ en coordonnées polaires conduit à :

$$|\vec{g}| = \left[\left(\frac{GM}{R^2} - \Omega R \sin^2 \theta' \right)^2 + \Omega R^2 \sin^2 \theta' \cos^2 \theta' \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

Ainsi, au niveau de l'équateur ($\theta' = \frac{\pi}{2}$) et pour une vitesse critique $v_{eq,crit}$, l'étoile perd son équilibre et se disloque car $|\vec{g}| = 0$. L'Eq.(4.3) se ramène alors à la vitesse critique de libération $v_{crit} = \sqrt{\frac{GM}{R_{eq,crit}}}$ (l'Eq.(2.1)), avec $R_{eq,crit}$ est le rayon critique. L'insertion de l'Eq.(2.1) dans l'Eq.(4.2), toujours pour $\theta' = \frac{\pi}{2}$, nous donne :

$$\frac{R_{eq,crit}}{R_{pol}} = \frac{3}{2} \quad (4.4)$$

Avec $\Omega_{eq,crit} = \frac{v_{eq,crit}}{R_{eq,crit}}$, et toujours au niveau de l'équateur, pour $\theta' = \frac{\pi}{2}$, on déduit de l'Eq.(4.2) le degré de sphéricité $D = \frac{R_{pol}}{R_{eq}}$:

$$D = \frac{R_{pol}}{R_{eq}} = 1 - \frac{v_{eq}^2 R_{pol}}{2GM} = \left(1 + \frac{v_{eq}^2 R_{eq}}{2GM}\right)^{-1} \quad (4.5)$$

Dans le cas d'une vitesse nulle les deux rayons polaire et équatorial restent identiques et dans ce cas $D = 1$. Autrement l'étoile est aplatie et $D < 1$. Des deux dernières équations ((4.5) & (4.6)), avec $D_{crit} = \frac{R_{pol}}{R_{eq,crit}}$ et $\Omega_{crit} = \frac{v_{eq,crit}}{R_{eq,crit}}$, on déduit que :

$$\left(\frac{\Omega}{\Omega_{crit}}\right)^2 = 2 \frac{1-D}{D} \left(\frac{3}{2}D\right)^3 \quad (4.6)$$

En définissant maintenant $r(\theta') = \frac{R(\theta')}{R_{eq}}$, l'Eq.(4.2) peut être réécrite à l'aide de $r(\theta')$ et de D comme suit (Domiciano de Souza et al. 2002) :

$$r(\theta')^3 + \left(\frac{1}{1-D} \frac{1}{\sin^2 \theta'}\right) (1 - r(\theta')) = 0 \quad (4.7)$$

La solution de l'équation cubique (4.7) a été proposée par Kopal's (1987) :

$$r(\theta') = D {}_2F_1\left(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}; \frac{3}{2}; \gamma^2\right) = D \frac{\sin\left(\frac{1}{3} \arcsin(\gamma)\right)}{\frac{1}{3}\gamma}, \quad (4.8)$$

avec ${}_2F_1\left(\frac{1}{3}, \frac{2}{3}; \frac{3}{2}; \gamma^2\right)$ étant la série hypergéométrique ${}_2F_1$ à argument $\gamma^2 = \left(\frac{\Omega}{\Omega_{crit}} \sin \theta'\right)^2$ (voir Eq.(4.6)). L'Eq.(4.8) correspond à la forme projetée dans le plan équatorial ("edge on") d'une étoile aplatie par la rotation selon le modèle dit de Roche tel que représenté dans les Figs.2.6 & 4.2. Des modèles comme CHARRON et ESTER utilisent rigoureusement le modèle de Roche pour produire la forme aplatie des rotateurs stellaires étudiés. Cela-dit certains codes, pour des raisons de simplicité numérique, utilisent le raccourci de la forme d'ellipsoïde dite de Jacobi, où le degré de sphéricité D (l'une des deux formules de l'Eq.4.5) est considéré comme étant le rapport entre les deux demi grand et petit axes de l'ellipsoïde de révolution, facilitant de ce fait les différentes manipulations de projections relatives aux angles d'inclinaison i et d'orientation -ou projection de l'axe de rotation - PA_{rot} . Cette méthode (d'ellipsoïde) est d'ailleurs utilisée par Hdust et je l'ai adopté pour SCIROCCO. La Fig.4.3 représente la différence entre les deux modèles, de Roche et d'ellipsoïde de Jacobi pour une étoile en rotation à différentes vitesses. On ne remarque pas de grandes différences en dessous de $\frac{v_{eq}}{v_{eq,crit}} = 80\%$. Au-delà la différence de surface projetée entre les deux modèles est entre 2 à 5% en configuration vue par l'équateur ("edge on"). Sinon mis à part cette légère différence en terme de flux, cela n'a aucun impact sur les paramètres fondamentaux déduits lors des ajustements avec les données d'observations (voir les résultats très proches obtenus sur Achernar par SCIROCCO et par CHARRON, Hadjara et al. (2014)), car pour les deux configurations, les rayons polaire et équatorial restent strictement les mêmes.

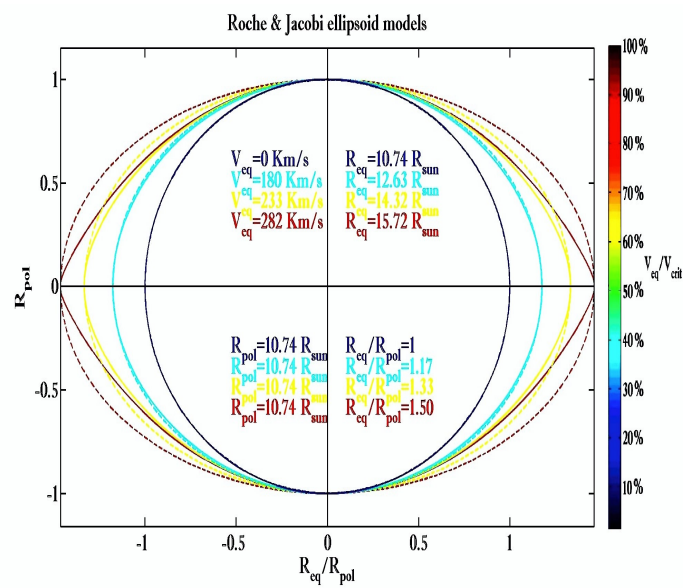


FIGURE 4.3 – Comparaison des formes d’aplatissement issues du modèle de Roche (ligne continue) et du modèle ellipsoïde de Jacobi (ligne discontinue), pour une étoile ayant les propriétés suivantes : $M = 6.1M_{\odot}$, $R_p = 10.74R_{\odot}$, $d = 50pc$ et une vitesse équatoriale $v_{eq} = 0$ à $v_{eq,crit}$ km.s^{-1} . Sur la figure sont notées les valeurs de v_{eq} , R_{pol} , R_{eq} et du rapport des deux, i.e. $\frac{1}{D}$, selon un code de couleur du bleu au rouge en pourcentage du rapport $\frac{v_{eq}}{v_{eq,crit}}$.

4.1.2 Vitesses surfaciques stellaires

La vitesse de rotation angulaire Ω d'une étoile peut se décomposer en deux composantes ; une composante à dépendance longitudinale $F_1(\phi)$ et une autre co-latitudinale $F_2(\theta)$, où (θ, ϕ) représentent respectivement la latitude et la longitude à la surface stellaire, comme suit :

$$\Omega(\theta, \phi) = \frac{v_{eq}}{R_*} F_1(\phi) F_2(\theta), \quad (4.9)$$

où v_{eq} est la vitesse de rotation équatoriale dans l'hypothèse d'une étoile parfaitement sphérique de rayon R_* . La dépendance en longitude $(-\frac{\pi}{2} \leq \phi \leq \frac{\pi}{2})$ peut être considérée de manière classique comme étant linéaire où $F_1(\phi) = \frac{2}{\pi} * \phi$, ou bien d'une manière plus évoluée avec $F_1(\phi) = \sin(\phi)$ (voir Fig.4.4 & 4.5).

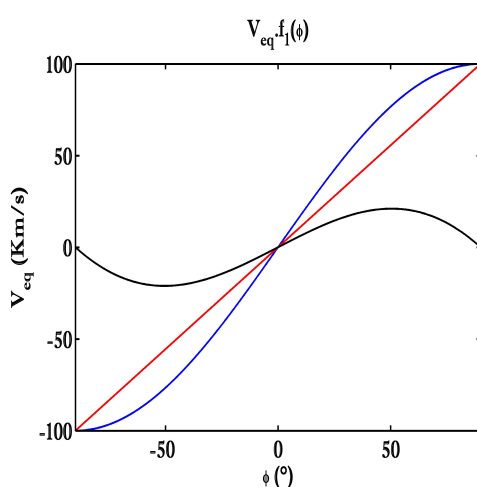


FIGURE 4.4 – Comparaison d'un profil de vitesse $v_{eq}.f_1(\phi)$ linéaire (en rouge) et sinusoïdal (en bleu), ainsi que la différence entre les deux (en noir), pour une étoile en rotation avec une vitesse $v_{eq} = 100 \text{ km.s}^{-1}$.

La dépendance en latitude $(-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2})$ peut être formulée comme suit : $F_2(\theta) = \frac{\Omega(\theta)}{\Omega_{eq}}$ et comprend essentiellement l'effet de la rotation différentielle, que j'ai introduite plus haut. En effet, ce phénomène a été mis en évidence par Carrington en 1863 sur le Soleil, avec la mesure de la différence de vitesse de rotation en fonction de la latitude, via l'observation des déplacements des taches solaires. Ces observations ont révélé que la différence relative de la vitesse angulaire est égale à une certaine fonction $(\frac{\Omega_{eq} - \Omega(\theta)}{\Omega_{eq}} = \alpha f(\theta))$. La version la plus triviale connue de $f(\theta)$ est $\sin^2 \theta$, ce qui veut dire que la quantité $\frac{\Omega_{eq} - \Omega(\theta)}{\Omega_{eq} f(\theta)}$ est une constante. Celle-ci est appelée coefficient de la rotation différentielle, noté ici α . Pour le Soleil la fonction $f(\theta)$ est aussi connue avec un terme additif proportionnel à $\sin^4 \theta$ (Snodgrass 1984). α est donc positif lorsque la vitesse équatoriale est plus élevée que celle d'une latitude proche des pôles (aux pôles les vitesses sont nulles), comme il peut être aussi théoriquement négatif (ce qui n'a jamais été encore observé à ce jour). La rotation différentielle est un phénomène important et qui a un effet non négligeable sur les mécanismes physiques stellaires. Ainsi et pour le Soleil par exemple, qui a une vitesse angulaire équatorial $\Omega_{eq} = 14^\circ 37$ par jour pour un $\alpha = 0.22$, la rotation différentielle contribue d'une manière significative au maintien de l'effet dynamo en organisant les lignes du champ magnétique (Markiel & Thomas 1999). La

rotation différentielle (pour des $v_{eq} \sin i > 15 \text{ km.s}^{-1}$) jouerait également un rôle important sur les abondances de certains éléments chimiques tel que le Lithium (Li) qui peut être détruit sous l'effet d'un bon brassage causé par cet effet (Reiners & Schmitt 2002a, 2003). La rotation différentielle reste néanmoins très difficile à observer, hormis pour le Soleil, à cause des limites de la résolution spatiale de nos instruments actuels y compris en interférométrie. Donati & Collier Cameron (1997) et Collier Cameron & Donati (2002) l'ont néanmoins mesuré sur l'étoile AB Doradus de type K0V en utilisant la technique d'imagerie Doppler. Indirectement, cela peut se déduire également pour le paramètre de la rotation différentielle sur les émissions périodiques de certaines raies chromosphériques H et K du Ca II (Donahue et al. 1996), ou bien grâce à une étude minutieuse du spectre stellaire à très haute résolution dans l'espace de Fourier, méthode proposée par Carroll 1933a, 1933b et qui a été reprise par la suite par bons nombres d'auteurs ; e.g. Gray (1977, 1982), Bruning (1981), Reiners et al. (2001), Reiners & Schmitt (2002b,a, 2003), et Domiciano de Souza et al. (2004) avec une étude théorique pour la détermination de la rotation différentielle et de l'inclinaison des étoiles en rotation en Interférométrie Différentielle optique à longue base.

De l'Eq.4.9 on peut donc déduire la carte 2D stellaire des vitesses surfaciques aux coordonnées sphériques $v_s(\theta, \phi)$, centrée sur la latitude d'inclinaison i comme suit :

$$v_s(\theta, \phi) = v_{eq} \left(\frac{2}{\pi} \phi \right) \left(1 - \alpha \sin^2 \left(\theta + \frac{\pi}{2} - i \right) \right) \quad (4.10)$$

Enfin, la détermination de la carte 2D des vitesses projetées et ses dimensions angulaires (selon le schéma de la Fig4.1) n'est que le passage en coordonnées cartésiennes (y, z) ⁴ de la sphère aplatie, avec le degré d'aplatissement apparent $D' = \frac{b'}{a}$ dû à l'inclinaison i , le tout pondéré par $\sin i$. De ce fait la carte 2D stellaire des vitesses surfaciques $v_{proj}(y, z)$, observée depuis la Terre est simplement :

$$v_{proj}(y, z) = v_s(y, z) \sin i \quad (4.11)$$

La Fig.4.6 représente différentes configurations de carte de vitesses projetées d'une étoile théorique de rayon $R = 11 R_{\odot}$ qui se trouve à une distance $d = 50 \text{ pc}$, pour différents jeux de vitesse équatoriale v_{eq} , d'inclinaison i , d'angle d'orientation PA_{rot} , de degré de sphéricité D et de coefficient de rotation différentielle α .

4. La coordonnée x elle disparaît étant dans le sens de la projection (de l'observateur).

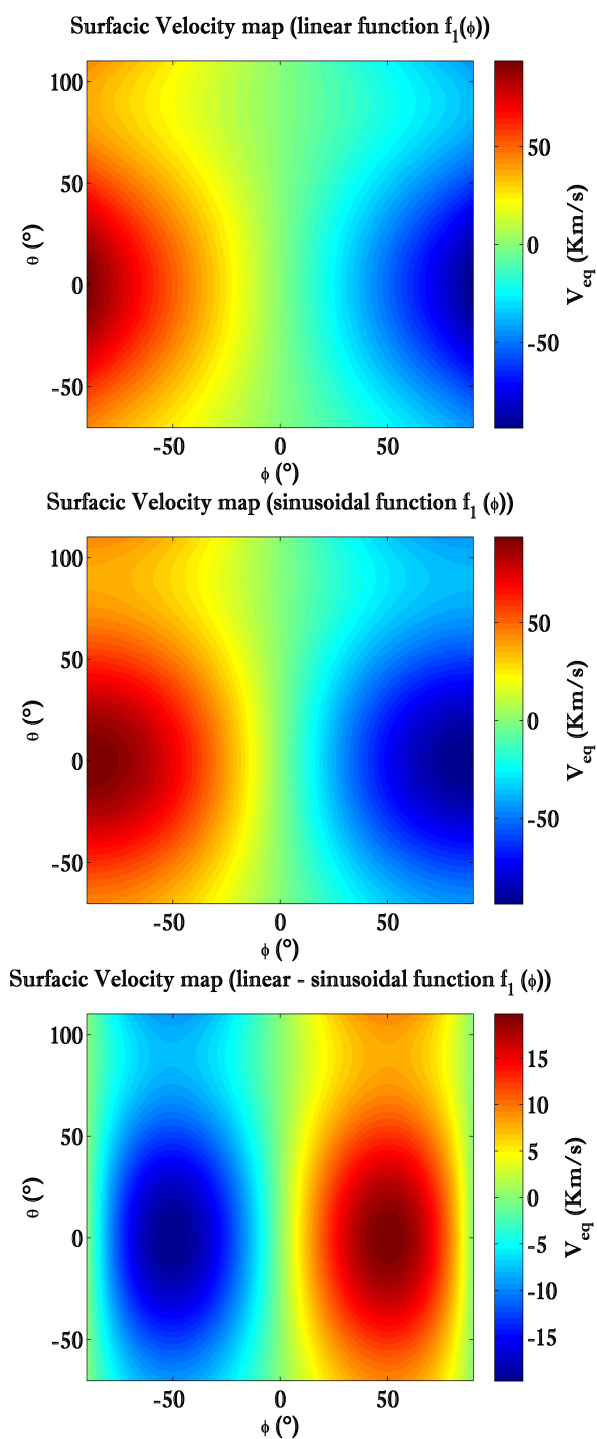


FIGURE 4.5 – Exemple d'une étoile en rotation avec une vitesse $v_{eq} = 100 \text{ km.s}^{-1}$ et un angle d'inclinaison $i = 70^\circ$.

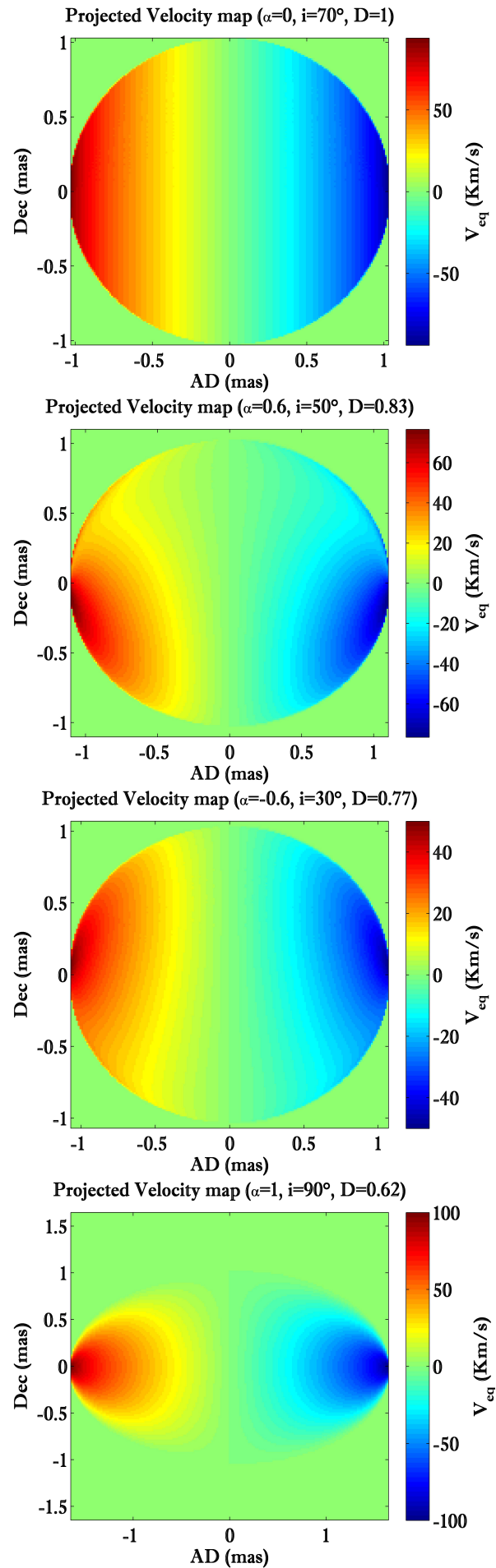


FIGURE 4.6 – Exemple d'une étoile en rotation avec une vitesse $v_{eq} = 100 \text{ km.s}^{-1}$ et un angle d'inclinaison $i = 70^\circ$.

Le choix de type de la fonction $f_1(\phi)$ n'a pas d'impact réel sur les résultats d'utilisation des paramètres fondamentaux lors des ajustements avec les données observées par des tests que j'ai effectués. Par conséquent le choix de celle-ci fut celui de l'équation linéaire (le choix classique). Pour la fonction $f_2(\theta)$, j'ai fixé à $\alpha = 1$ le coefficient de la rotation différentielle, c'est à dire, une rotation rigide. Ceci est justifié par le fait que les données observées n'ont pas une résolution spatiale suffisante pour révéler l'effet de la rotation différentielle (Domiciano de Souza et al. 2004).

4.2 Carte d'intensité d'un rotateur stellaire dans le continuum

La manière la plus rigoureuse de synthétiser des cartes d'intensité stellaires consiste à se servir des équations du transfert radiatif (ETR ; assez bien décrites dans Domiciano de Souza et al. (2003)). Une approximation suffisante pour la qualité temps et volume de calcul, consiste à utiliser la loi du corps noir de Planck (Eq.(3.33) du Chapitre 3), qui relie l'intensité spécifique I_λ à la température effective \bar{T}_{eff} d'une source observée à une longueur d'onde λ . La photosphère d'une étoile observée est impactée par le phénomène de profondeur optique liée à la géométrie 3D de sa photosphère, correspondant à l'assombrissement centre-bord (limb darkening). De plus, si l'étoile a un moment cinétique assez élevé ($\frac{v_{\text{eq}}}{v_{\text{eq,crit}}} > 80\%$) un second assombrissement, lié à la différence d'échelle de hauteur pôles-équateur causée par l'aplatissement, s'ajoute à l'assombrissement centre-bord. Cet effet est connu sous le nom d'assombrissement gravitationnel. Les principes et équations de bases de ces deux types d'assombrissements sont décrits par la suite

4.2.1 Assombrissement gravitationnel

La forte rotation d'une étoile engendre en plus de la déformation de celle-ci (étudiée ci-haut), des flux polaires qui entraînent des températures plus élevées aux pôles qu'à l'équateur, ce qui a pour effet visible direct une brillance polaire plus évidente qu'à l'équateur. Cet effet a été théoriquement étudié par von Zeipel (1924a) via une loi qui porte son nom. Dans l'hypothèse d'une rotation rigide, il a déterminé que le flux radiatif (voir la section n° 3.3 du Chapitre 3) d'une étoile en rotation uniforme est proportionnel à la gravité effective locale de celle-ci. De ce fait on peut relier les températures effectives de surface d'une étoile $T_{\text{eff}}(\theta')$ au module de sa gravité de surface ($g_{\text{eff}}(\theta') = |\vec{g}(\theta')|$). $T_{\text{eff}}(\theta')$ & $g_{\text{eff}}(\theta')$ varient tous les deux d'une latitude à une autre, sur une portion de la co-latitude θ' pôle-équateur-pôle (où $\theta' = \frac{\pi}{2} + \theta$, θ étant la latitude), selon la vitesse de rotation de l'étoile. Von Zeipel a montré que dans ces conditions, $T_{\text{eff}}(\theta')$ est strictement proportionnel à une loi de puissance en $g_{\text{eff}}(\theta')$:

$$\frac{T_{\text{eff}}(\theta')}{g_{\text{eff}}(\theta')^\beta} = \text{Const} \quad (4.12)$$

β est appelé coefficient d'assombrissement gravitationnel, et détermine la distribution de la température (intensité et gravité) surfacique, de l'équateur aux pôles, qui est propre à

chaque rotateur et dont on va débattre la détermination plus bas. Le module de gravité de surface effective déduit précédemment dans (Eq.4.3) peut être réécrit à l'aide de D , $\frac{\Omega}{\Omega_{crit}}$ et $r(\theta')$, comme suit (Domiciano de Souza et al. 2002) :

$$g_{eff}(\theta') = g_{pol} D^2 \left(\frac{2}{3D} \right)^3 \left\{ \left[(r(\theta') \left(\frac{\Omega}{\Omega_{crit}} \right)^2 \sin \theta' \cos \theta')^2 + \left[\frac{1}{(r^2(\theta')) \left(\frac{3}{2} D^3 \right) - \left(\frac{\Omega}{\Omega_{crit}} \sin \theta' \right)^2} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (4.13)$$

où $g_{pol} = \frac{GM}{R_{pol}^2}$ désigne la gravité de surface au niveau des pôles. La constante de l'Eq.4.12 peut donc prendre la forme de $Const = \frac{T_{pol}}{g_{pol}^\beta}$, ce qui me permet de simplifier la variation des températures co-latidunales d'une surface stellaire par :

$$T_{eff}(\theta', \phi) = T_{pol} \left(\frac{g_{eff}(\theta', \phi)}{g_p} \right)^\beta = T_{pol} (g_n(\theta', \phi))^\beta \quad (4.14)$$

g_n est la gravité de surface normalisée. Sachant que les gravités et températures de surface ne varient pas en longitude ϕ pour chaque latitude, je peux obtenir la carte d'intensité du continuum $I_0(\lambda, \theta, \phi)$ assombrie par effet gravitationnel selon la vitesse de rotation v_{eq} de l'étoile, en utilisant la loi de Planck (Eq.(3.33)) via $T_{eff}(\theta, \phi)$:

$$I_0(\lambda, \theta, \phi) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda \sigma_B T_{eff}(\theta, \phi)}} - 1} \quad (4.15)$$

L'intensité, la température et la gravité de surface sont par conséquent plus élevées là où la force centrifuge est plus faible (voir nulle), i.e. c'est aux pôles, où l'on constate l'intensité, la température et la gravité de surface les plus élevées. A l'inverse, c'est à l'équateur que ces dernières sont les plus faibles. L'écart de ces valeurs entre les pôles et l'équateur est d'autant plus important que la vitesse de rotation s'approche de la vitesse critique. Autrement dit, et pour une étoile sans rotation, les valeurs I_0, T_{eff} et g seront partout les mêmes sur la surface de l'étoile. Concernant la carte d'intensité 2D, en coordonnées sphériques, pour passer de θ' à θ il suffit juste de décaler notre carte de $\frac{\pi}{2}$. Pour passer aux coordonnées cartésiennes, j'ai adopté la projection orthographique. La projection centrée autour d'une longitude 0 et d'une latitude $\frac{\pi}{2} - i$, pour une étoile inclinée d'un angle i et de degré de sphéricité apparent D' est définie par :

$$y = \frac{R_{pol}}{D'} \cos \theta \sin \phi$$

$$z = R_{pol} \left[\cos \left(\frac{\pi}{2} - i \right) \sin \theta - \sin \left(\frac{\pi}{2} - i \right) \cos \theta \cos \phi \right] \quad (4.16)$$

L'aplatissement apparent, en fonction de l'inclinaison i et le diamètre angulaire apparent se déroule ainsi de la même manière que pour les cartes d'iso-vitesses explicitées plus haut. Le dernier point important concerne la détermination des températures aux pôles T_{pol} et à l'équateur T_{eq} à partir de la température effective moyenne \bar{T}_{eff} . Pour cela on a recours à la luminosité L (voir la section 3.3 du Chapitre 3 précédent), qu'on peut réécrire en utilisant

l'Eq.(4.14) comme suit :

$$L = \sigma_B \bar{T}_{\text{eff}}^4 S_* = \sigma \int T_{\text{eff}}^4(\theta', \phi) dS = \sigma \int \left(\frac{T_{\text{pol}}}{g_{\text{pol}}^\beta} \right)^4 g_{\text{eff}}^{4\beta}(\theta', \phi) dS, \quad (4.17)$$

où S_* est la surface de l'étoile. Sachant que $\frac{T_{\text{pol}}}{g_{\text{pol}}^\beta} = \text{Const}$, on peut donc définir une nouvelle constante $C = \sigma \left(\frac{T_{\text{pol}}}{g_{\text{pol}}^\beta} \right)^4 = \sigma \left(\frac{T_{\text{eff}}(\theta', \phi)}{g_{\text{eff}}(\theta', \phi)^\beta} \right)^4$, et qui peut se réécrire à partir de l'Eq.(4.17) comme :

$$C = \frac{\sigma \bar{T}_{\text{eff}}^4 S_*}{\int g_{\text{eff}}(\theta', \phi)^{4\beta} dS} \quad (4.18)$$

Cette expression de C aisément calculable grâce aux paramètres connus qu'elle contient, nous permet de déterminer les températures aux pôles T_{pol} et à l'équateur T_{eq} à partir du module de gravité effective de surface g_{eff} :

$$T_{\text{eff}}(\theta', \phi) = \left(\frac{C}{\sigma} \right)^{0.25} g_{\text{eff}}(\theta', \phi)^\beta \quad (4.19)$$

Détermination de β

De la loi de Stefan-Boltzmann, qui est considérée en première approximation de la distribution surfacique du flux radiatif avec l'hypothèse de lois conservatrices de rotation (force centrifuge obtenue à partir d'un potentiel), découle naturellement que $T_{\text{eff}}(\theta) \propto (g_{\text{eff}}^{0.25})$. En effet, la luminosité étant proportionnelle à la gravité de surface (voir la démonstration rigoureuse dans [Espinosa Lara & Rieutord \(2011\)](#)), la valeur approximative de β qui est de l'ordre de 0.25. Pour des étoiles à couches convectives, [Lucy \(1967\)](#) a démontré que $\beta = 0.08$, et [Che et al. \(2011\)](#) recommande l'adoption d'un $\beta = 0.19$ pour la modélisation d'étoiles radiatives en rotation. Cela dit, [Espinosa Lara & Rieutord \(2011\)](#) proposent une solution pour la détermination d'une valeur β adaptée à chaque rotateur selon sa vitesse de rotation et son aplatissement ($\epsilon = 1 - \frac{R_{\text{pol}}}{R_{\text{eq}}} = 1 - D$) dans leur modèle ESTER (voir Fig.4.7, ci-dessous).

En effet, ces derniers, en incluant la force radiative ($F_r \propto \nabla T$) dans leur modélisation en plus des forces gravito-rotationnelles (que j'ai utilisées plus haut), ont pu déterminer la luminosité d'une étoile en rotation, aux pôles et à l'équateur $L_{\text{pol}} = g_{\text{pol}} e^{2\omega^2 \frac{D^3}{3}}$ & $L_{\text{eq}} = g_{\text{eq}} (1 - \omega^2)^{\frac{2}{3}}$, où $\omega = \frac{\Omega}{\Omega_{\text{crit}}}$ (la racine carré de l'Eq.(4.6)). De ce fait et via ω on peut reformuler l'Eq.(4.5) comme $D = \left(1 + \frac{\omega^2}{2} \right)^{-1}$ et déduire que $\frac{g_{\text{eq}}}{g_{\text{pol}}} = D^2 (1 - \omega^2)$. Le rapport des deux luminosités est donc $\frac{L_{\text{eq}}}{L_{\text{pol}}} = \left(\frac{T_{\text{eq}}}{T_{\text{pol}}} \right)^4 = \frac{(1 - \omega^2)^{\frac{1}{3}}}{(1 + \frac{\omega^2}{2})^2} e^{-2\omega^2 \frac{D^3}{3}}$. De ces deux dernières équations et via le logarithme népérien de l'Eq.(4.14). On peut enfin rigoureusement formuler l'expression de β , dans le cas d'étoiles radiatives en rotation :

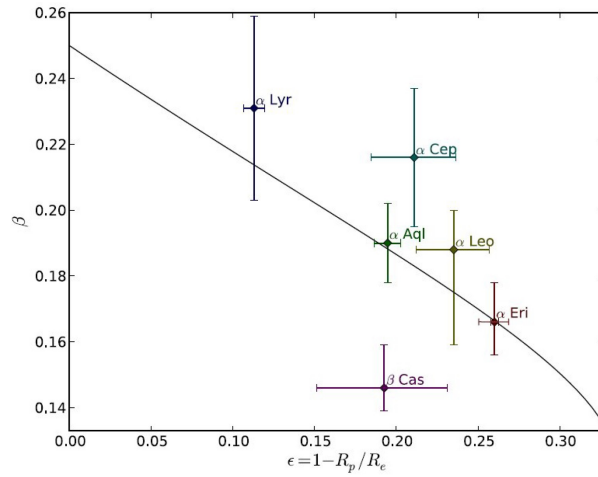


FIGURE 4.7 – Variation du coefficient d'assombrissement gravitationnel β en fonction de $\epsilon = 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}}$ (Domiciano de Souza et al. 2014)).

$$\beta = \frac{1}{4} - \frac{1}{6} \frac{\ln(1 - \omega^2) + \omega^2 D^3}{\ln(1 - \omega^2) - 2 \ln(1 + \frac{\omega^2}{2})} \quad (4.20)$$

Le développement limité au premier ordre de β , pour des petites valeurs de ω (qui est d'ailleurs toujours < 1) réduit l'expression de β à $\beta = \frac{1}{4} - \frac{1}{6}\omega^2$, ou bien en fonction de $\epsilon = 1 - D = 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}}$, après approximation ($\omega \ll 1 \Rightarrow \omega^2 \simeq 2(1 - D) = 2\epsilon$), i.e. $\beta = \frac{1}{4} - \frac{1}{3}\epsilon$. Bien que la variation du coefficient assombrissement gravitationnel n'influe quasiment pas sur l'ajustement de nos données, qui n'ont pas encore une résolution spatiale suffisante pour cela, tel que démontré et discuté dans le Chapitre des résultats (Chap.5), c'est cette dernière valeur que j'ai décidé d'adopter de manière automatique dans SCIROCCO.

La Fig.4.8 montre un exemple de carte des températures, une carte des gravités de surface, une carte des intensités et leurs projections respectives, à longueur d'onde Bry ($\lambda = \lambda_0 = 2.166 \mu m$), pour un étoile de $6.1 M_{\odot}$, de rayon équatorial de $11 R_{\odot}$, à une distance $d = 50 pc$, tournant à une vitesse $v_{eq} = 200 km.s^{-1}$ et "edge on" ($i = 90^{\circ}$) avec une température effective moyenne $\bar{T}_{eff} = 15000 K$. De l'Eq.4.5 est déduit le degré de sphéricité $D = 0.84$ ($\frac{R_{eq}}{R_{pol}} = 1.19$), le rapport $\frac{v_{eq}}{v_{eq,crit}} = 69\%$ ($\omega = 0.87$) et $\log L/L_{\odot} = 3.66$, et $[T_{eq}, T_{pol}] = [14330, 16820]K$ (à partir de l'Eq.(4.19)) et ici $\beta = 0.2$ (déterminé par la formule simplifiée de l'Eq.(4.20)).

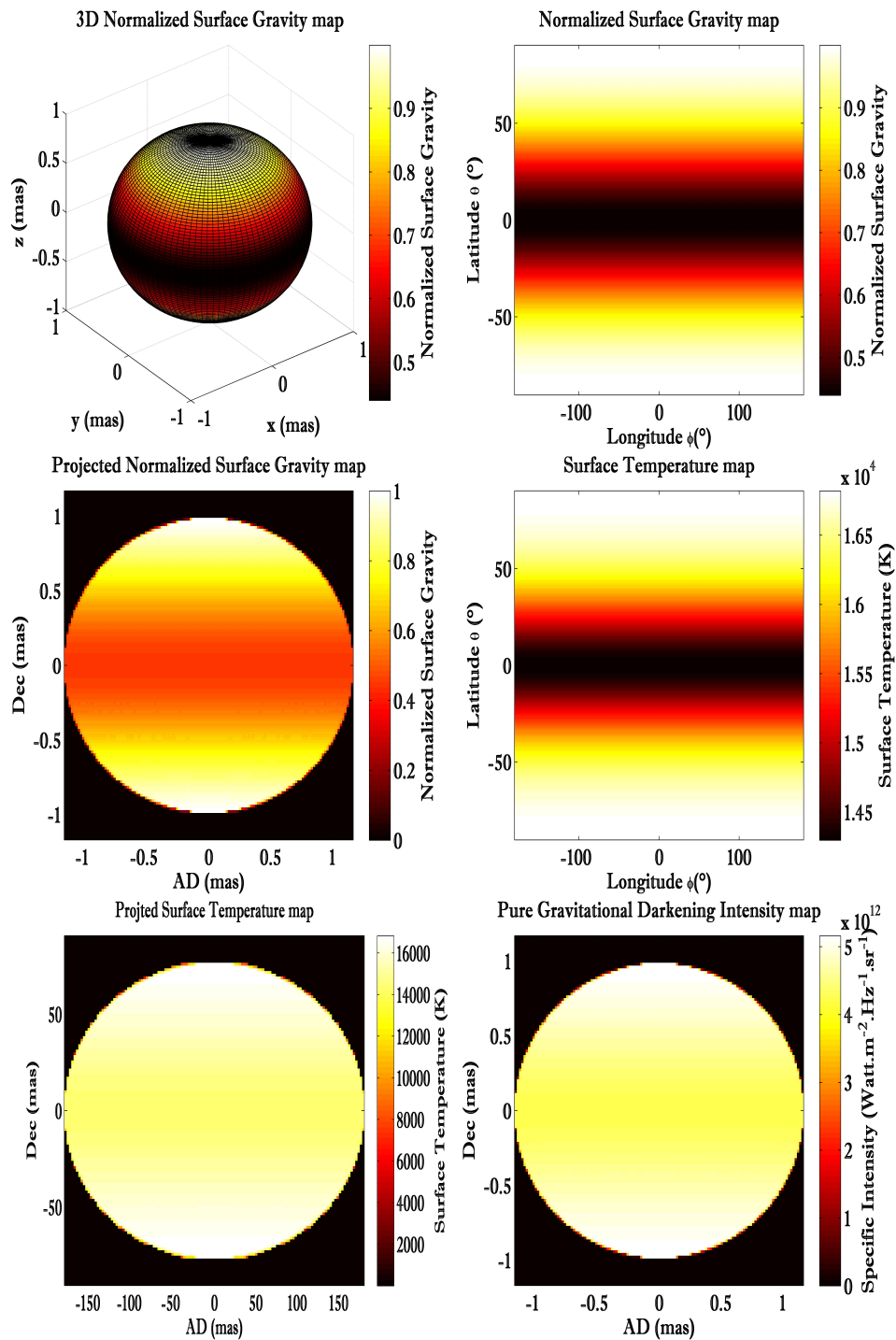


FIGURE 4.8 – Exemple de cartes 2D/3D de température et d'intensité assombrie gravitationnellement. La variation de la gravité de surface, du pôle à l'équateur, est ici de $[\log G_{eq}, \log G_{pol}] = [3.14, 3.29] \text{cm/s}^2$.

4.2.2 Assombrissement centre-bord

La morphologie d'une étoile, qu'elle soit sphérique ou ellipsoïdale, subit l'effet de la profondeur optique centre-bord et la brillance de la photosphère visible. En effet un photon issu du centre du disque de l'étoile observée traverse moins d'atmosphère qu'un photon provenant du bord. Ce phénomène, connu comme l'assombrissement centre-bord a été observé pour la toute première fois sur une photographie du Soleil en avril 1845 par les physiciens français Louis Fizeau (1819-1896) et Lion Foucault (1819-1868). Depuis, un bon nombre de modèles décrivent la variation d'intensité sur un disque stellaire à travers le diagramme HR. Citons : la loi linéaire (Milne 1921), puis quadrique (Manduca et al. 1977; Wade & Rucinski 1985; Claret & Gimenez 1990), ou bien en racine carrée (Diaz-Cordoves & Gimenez 1992), ou encore algorithmique (Klinglesmith & Sobieski 1970). Pour ma part j'ai opté pour une loi non-linéaire déduite du modèle ETL d'atmosphère stellaire proposé par Claret (2000), qui se rapproche le plus des données réelles, appliquées une carte 2D d'intensité normalisée I_{nLD} purement "assombrissement centre-bord" :

$$I_{nLD}(\lambda, \theta, \phi) = \frac{I_c(\lambda, \theta, \phi)}{I_0(\lambda, T_{\text{eff}})} = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k(\lambda)(1 - \mu(\theta, \phi)^{\frac{k}{2}}), \quad (4.21)$$

où μ est le cosinus de l'angle $A_{\theta, \phi}$ entre la normale à la surface au point considéré et de la direction d'observation et a_k & k , respectivement, le coefficient et l'ordre polynômial du modèle "assombrissement centre-bord". Les coefficients a_k dit de Claret ont été rigoureusement calculés et tabulés pour de multiples configurations sur plusieurs paramètres du modèle ETL d'atmosphère stellaire ATLAS9⁵ de Robert Kurucz (Kurucz 1970), à savoir : la vitesse initiale de turbulence de l'atmosphère stellaire VT (en km.s^{-1}) (et que je prends par défaut $VT_{\odot} = 2 \text{ km.s}^{-1}$), la gravité de surface $\log g$ (en cm/s^2), la température effective (en K), la métallicité $\log[\text{metal}/H]$ (en $\log[S \text{ ununit}]$) (qui est par défaut égale à la métallicité solaire, i.e. = 0), et enfin la bande spectrale de l'ultraviolet "u" à l'infrarouge "K", en passant par le visible "V" [u v b y U B V R I J H K] (voir Tab.4.1). Ces quatre paramètres sont tabulés et accessibles depuis le site internet de VizieR⁶ pour chaque configuration.

TABLE 4.1 – Bandes spectrales du système photosphérique UBVRIJHKLMNQ données en fonction du nom de la bande et du domaine spectral $\lambda(\mu\text{m})$

Bande	U	B	V	R_j	I_j	R_c	I_c	J	H	K	L	M	N	Q
$\lambda(\mu\text{m})$	0.35	0.44	0.55	0.70	0.90	0.65	0.80	1.22	1.63	2.19	3.45	4.75	10.20	21.00

Les cartes 2D d'intensité normalisées "assombrissement centre-bord" ("Limb Darkening") $I_{nLD}(\theta, \phi)$ sont numériquement calculées pour un disque en fonction de $\mu = \cos A_{\theta, \phi}$, aplati en forme d'ellipse au rapport des demi-axes qui est égal au degré de sphéricité apparent D' , spécifique à l'aplatissement réel et à l'angle d'inclinaison i , et ayant le même rayon angulaire équatorial R_{eq} selon les équations (4.5). Un exemple de cartes d'intensité 2D $I_{nLD}(\theta, \phi)$ pour deux bandes spectrales différentes est illustré dans la Fig.4.9.

5. <http://kurucz.harvard.edu/programs.html>

6. <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-3?source=J/A%2bA/363/1081/atlas>

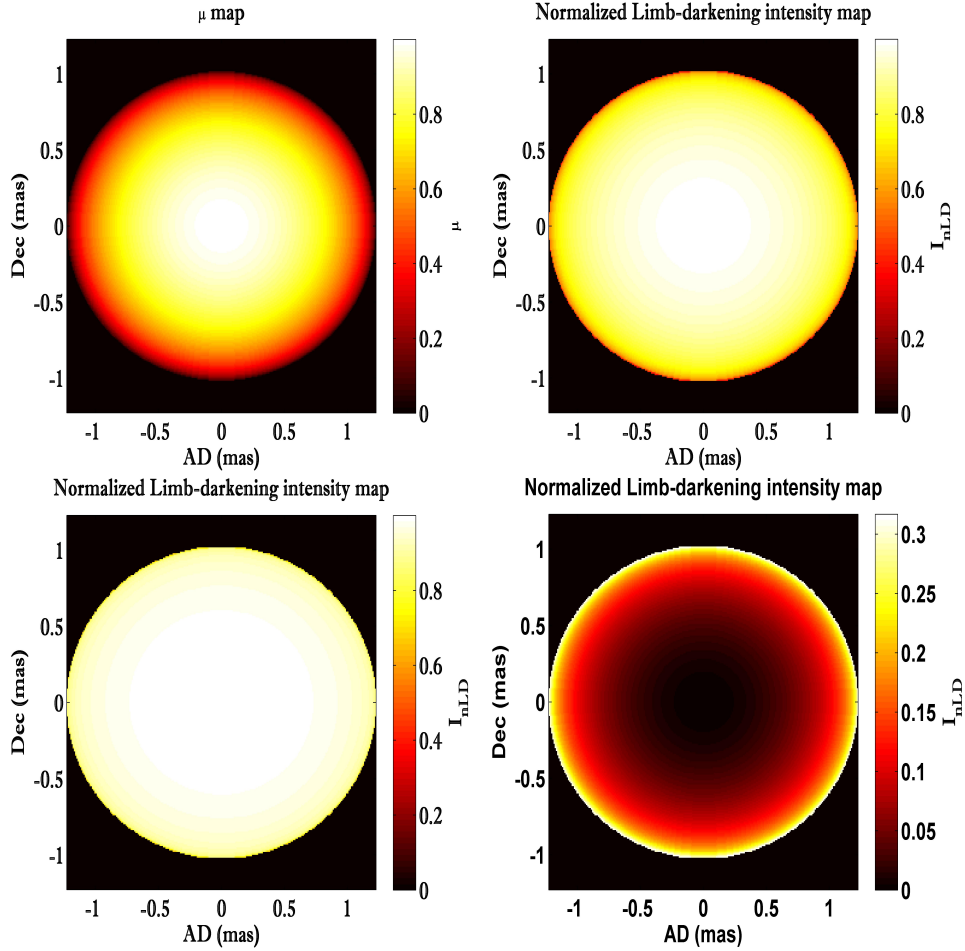


FIGURE 4.9 – Exemple de cartes 2D d'intensité assombrie centre-bord ($\lambda = \lambda_0 = 2.166 \mu m$). **En haut :** à gauche : La carte 2D de μ à la surface stellaire. A droite : La carte 2D d'intensité en bande spectrale ultraviolet "u". **En bas :** à gauche : La carte 2D d'intensité en bande spectrale infrarouge "K". Et à droite : La carte 2D de la différence d'intensité en "u" et "K".

On remarque que l'effet de l'assombrissement centre-bord est mieux visible dans l'ultraviolet qu'en infrarouge (effet de la profondeur optique) ce qui met en évidence la variation de la température propre à chaque intensité du disque stellaire et qui est plus importante en UV (bande "U") qu'en IR (bande "K"). Voir aussi la Fig.4.10 du corps noir.

Enfin, et pour plus de rigueur, j'ai entrepris la modélisation de cartes 2D I_{nLD} cohérente avec la variation de température et de gravité de surface propre à chaque latitude θ , suivant les Eqs.(4.13) & (4.14), à l'aide des coefficients a_k et en jouant sur les deux paramètres de gravité de surface $\log g$ et température effective (T_{eff}), tout en respectant l'effet de l'inclinaison. L'intensité au continuum regroupant les deux assombrissements devient donc :

$$I_c(\lambda, \theta, \phi) = I_0(\lambda, T_{eff}(\theta, \phi))I_{nLD}(\lambda, \theta, \phi) \quad (4.22)$$

Les Figs.4.11-4.13, avec 3 jeux de 4 figures, illustrent une étoile de mêmes paramètres que celle de la Fig.4.8, et pour des inclinaisons respectives de $i = 30^\circ, 60^\circ$ & 90° , pour des cartes d'assombrissement gravitationnel + centre-bord, i.e. des cartes

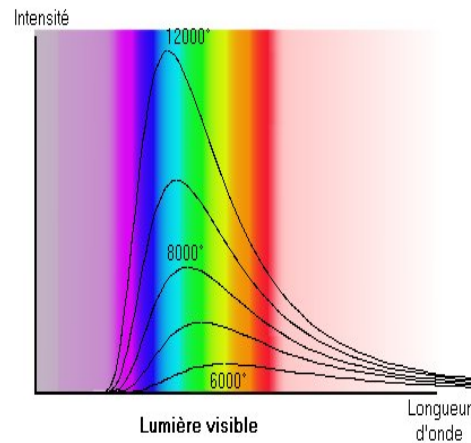


FIGURE 4.10 – Tracé du corps noir, où on remarque bien que la variation de la température propre à chaque intensité est plus importante en UV (bande "U") qu'en IR (bande "K").

d'intensités au continuum I_c pour bien voir l'effet des latitudes en terme de la variation de $[T_{eff}, \log g]$, des cartes d'assombrissement centre-bord normalisées variables $[T_{eff}, \log g] = [11000...19000K, 3...3.5Cm/s^2]$, des cartes d'assombrissement centre-bord normalisées fixes $[T_{eff}, \log g]_{mean} = [15000K, 3Cm/s^2]$, et la différence entre les deux cartes $[T_{eff}, \log g]$ fixes et variables.

Les effets d'assombrissement tels qu'abordés dans le chapitre 2 peuvent avoir un impact significatif sur l'interprétation astrophysique des mesures obtenues. En effet, on peut observer pendant longtemps une étoile et croire qu'elle est parfaitement ronde avec une faible v_{eq} et interpréter son assombrissement comme étant un pur assombrissement centre-bord, alors qu'il s'agit en fait d'un rotateur rapide observé selon l'un de ses pôles (pole-on, $i = 0^\circ$ ou $i = 180^\circ$) avec l'assombrissement gravitationnel qui lui est lié. Ce fut le cas pour Vega, qui est une étoile référence souvent prise pour l'échelle des magnitudes (Peterson et al. 2006b). Il est bien été établi aujourd'hui que l'assombrissement gravitationnel a un impact majeur sur la mesure du $v_{eq} \sin i$ (Frémat et al. 2004; Townsend et al. 2004). Il a été démontré aussi, que les deux types d'assombrissement ont un effet sur la forme des raies (Collins (1963, 1965) et Collins & Harrington (1966b)).

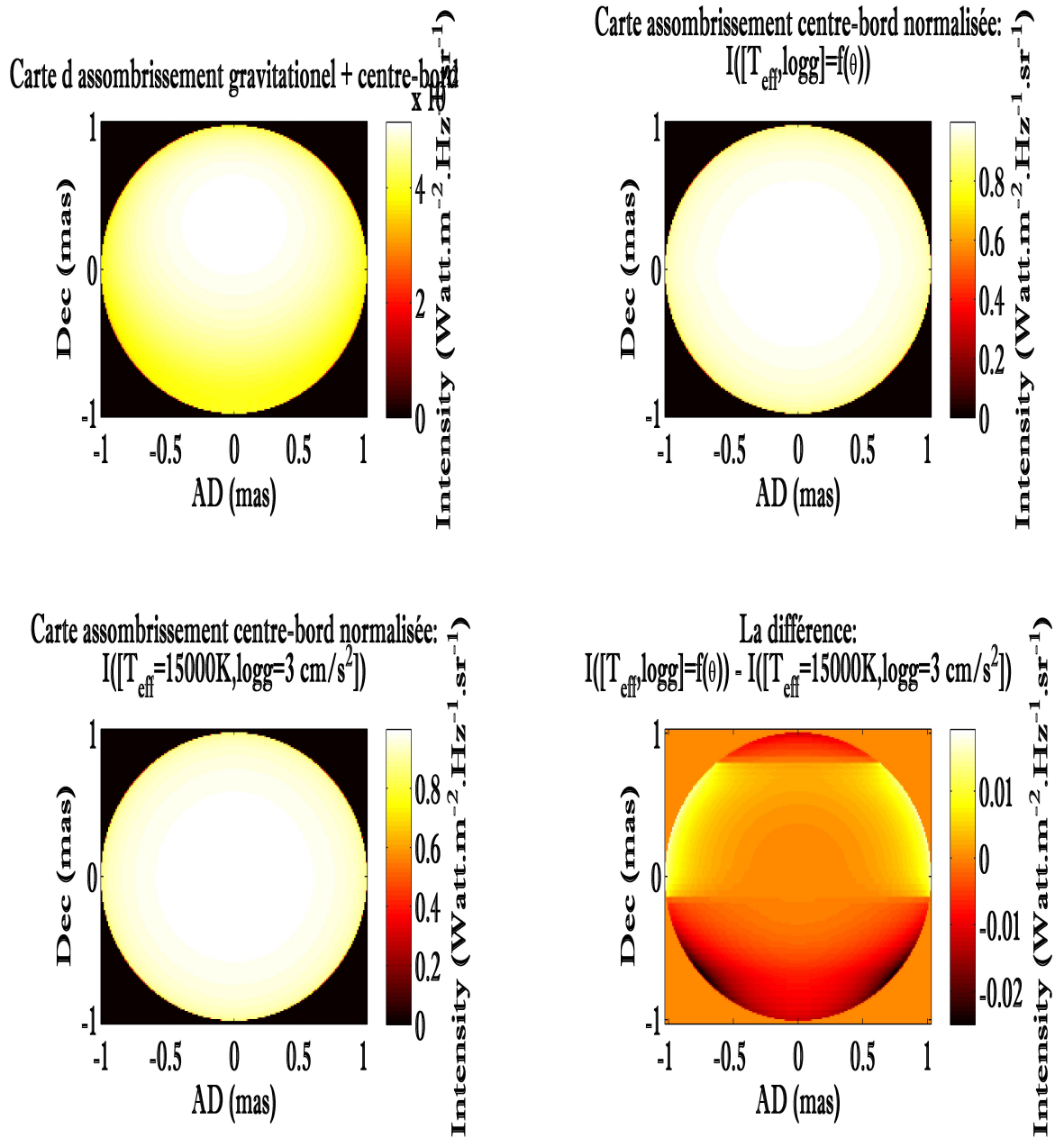
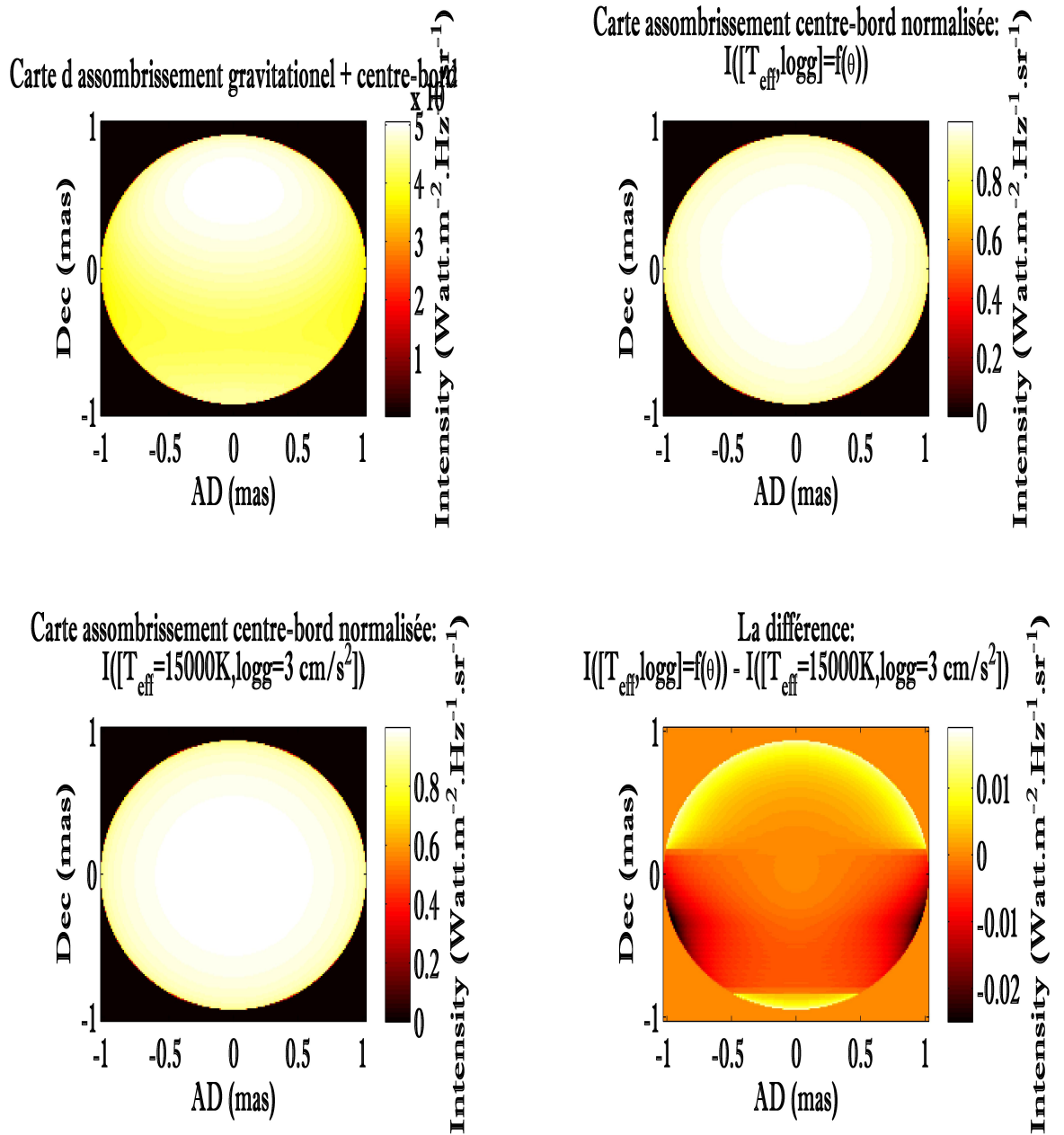


FIGURE 4.11 – Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_nLD = f(\theta)$ pour $i = 30^\circ$

FIGURE 4.12 – Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_nLD = f(\theta)$ pour $i = 60^\circ$

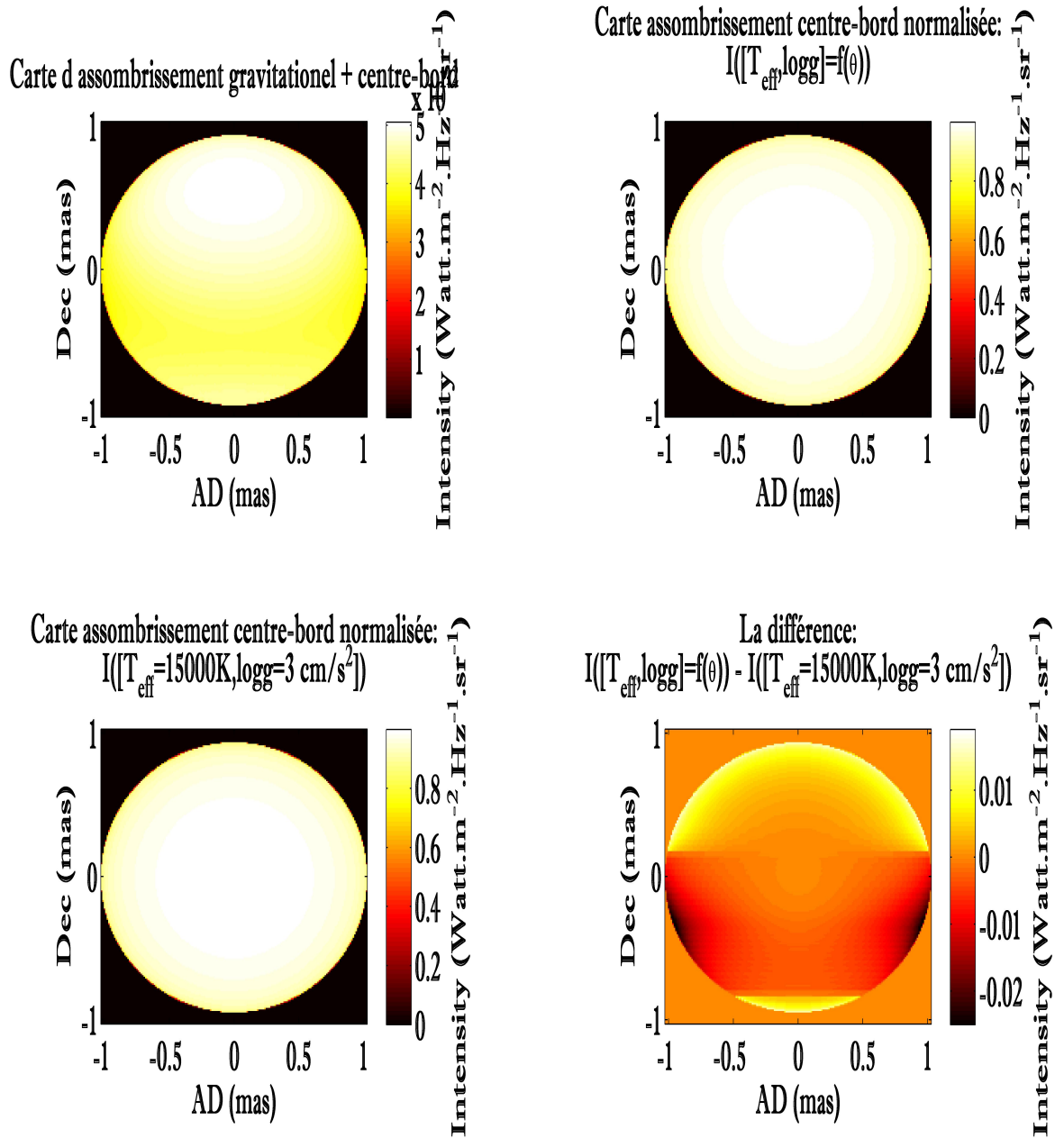


FIGURE 4.13 – Carte d'intensité 2D au continuum & Carte $I_nLD = f(\theta)$ pour $i = 90^\circ$

4.3 Spectroscopie d'un rotateur

Un autre aspect des rotateurs stellaires dont il faut tenir compte dans toute modélisation, est celui de leurs profil de raies spectrales élargies par effet Doppler-Fizeau, dû à la rotation formulée par l'Eq.(3.34). SCIROCCO a été bâti pour être léger et rapide afin de modéliser des phénomènes complexes à partir d'approximations basiques, tout en restant physiquement correct. Dans cet esprit j'ai incorporé dans mon code des profils de raie analytiques rapides d'exécution. J'ai examiné dans un premier temps des profils simples (Gaussienne, Lorentzienne et Voigt) définis respectivement par :

$$\begin{cases} H_{\text{Gauss}}(\lambda) = 1 - H_0 \left[-\pi H_0^2 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{W^2} \right] \\ H_{\text{Lorentz}}(\lambda) = 1 - \left[\frac{H_0}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W/2} \right)^2} \right] \\ H_{\text{Voigt}}(\lambda) = (H_{\text{Gauss}} * H_{\text{Lorentz}})(\lambda) \end{cases} \quad (4.23)$$

où H_0 est l'amplitude de profil de raie, W sa largeur à mi-hauteur avec $*$ désignant le signe de l'opération de convolution (Fig.4.14).

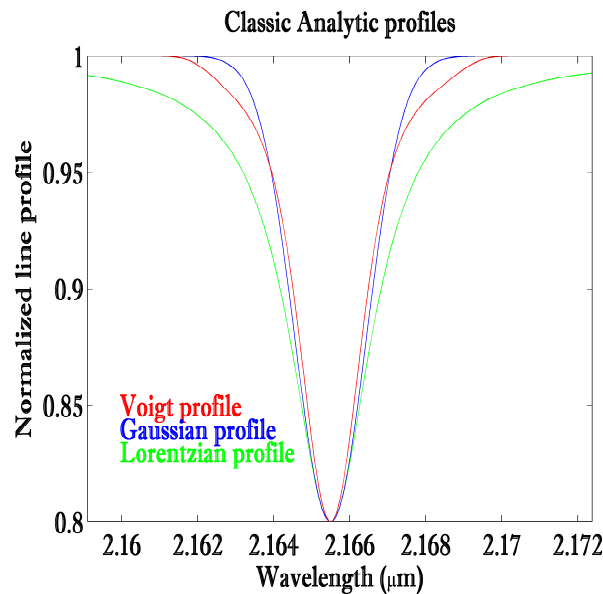


FIGURE 4.14 – Exemples de profils de raies analytiques classiques (Gaussien, Lorentzien, et profil de Voigt) normalisés, simulant la raie Bry entre $\lambda = 2.15 \mu\text{m}$ & $2.18 \mu\text{m}$.

La difficulté ici était la détermination de H_0 et W . Une solution consistait à recourir aux profils de raies de synthèse, issus de robustes modèles d'atmosphères stellaires que j'ai ajusté numériquement par un profil de Voigt. Les codes de simulation d'atmosphères stellaires existent, parmi lesquels on peut citer les modèles ETL : ATLAS9 (Kurucz 1970) et MARCS -Model Atmospheres in Radiative and Convective Scheme- (Gustafsson et al. 1975), ainsi que le modèle PHOENIX ressuscité des cendres d'un ancien code appelé SNIRIS- (Baron et al. 2010) qui peut être utilisé en ETL ou non-ETL, ou encore le code non-ETL TLusty (Hubeny & Lanz 1995). Des codes produisant des spectres à partir de ces derniers modèles ont été développés, parmi lesquels Synspec, qui ouvre la possibilité de calculer les spectres

synthétiques à partir de Kurucz ou de TLusty. Une version IDL plus simple et plus directe, nommée "Synsplot", permet de rapidement déduire les spectres synthétiques stellaires (intensité spécifique ou le flux intégré) à partir de grilles tabulées et pré-calculées Kurucz et TLusty, avec une simple ligne de commande sur laquelle il faut définir les paramètres importants dont ; la température T_{eff} effective, la gravité de surface effective $\log g$, l'intervalle des longueurs d'onde $[\lambda_{debut}, \lambda_{fin}]$, la résolution $\delta\lambda$, l'angle μ , et le type de grille de modèles d'atmosphères à prendre en compte (Kurucz ou TLusty)...etc. J'ai finalement opté pour le logiciel Synspec utilisant le modèle ETL Kurucz, qui permet de modéliser ouvertement le spectre des étoiles chaudes et actives. Ce logiciel puissant, une fois les paramètres d'entrée établis, produit plusieurs fichiers de sortie pour chaque configuration, parmi lesquels on a un fichier de type ".7" qui désigne le flux intégré et un fichier du type ".10" qui concerne l'intensité spécifique. C'est ce dernier, que j'ai utilisé par la suite comme profil de raie pour $\mu = 0$.

Ensuite, on a la possibilité d'obtenir un profil de raie pour une configuration de \bar{T}_{eff} et $\log g_{eff}$ moyennée (voir Fig.4.15), ou obtenir une configuration de profil de raie adaptée à chaque latitude, via un petit code IDL que j'ai élaboré et qui me permet d'obtenir un profil de raie 3D qui varie en fonction de la latitude θ pour chaque couple de valeurs $[T_{eff}(\theta), \log g_{eff}(\theta)]$. Les trous ici en latitude sont simplement comblés par un simple ajustement linéaire (Fig.4.16). Notons, que l'effet centre-bord n'est pas pris en compte dans le profil de raie, car celui-ci étant traité lors de la simulation de la carte d'intensité, il est néanmoins pris en compte dans la simulation globale de l'étoile.

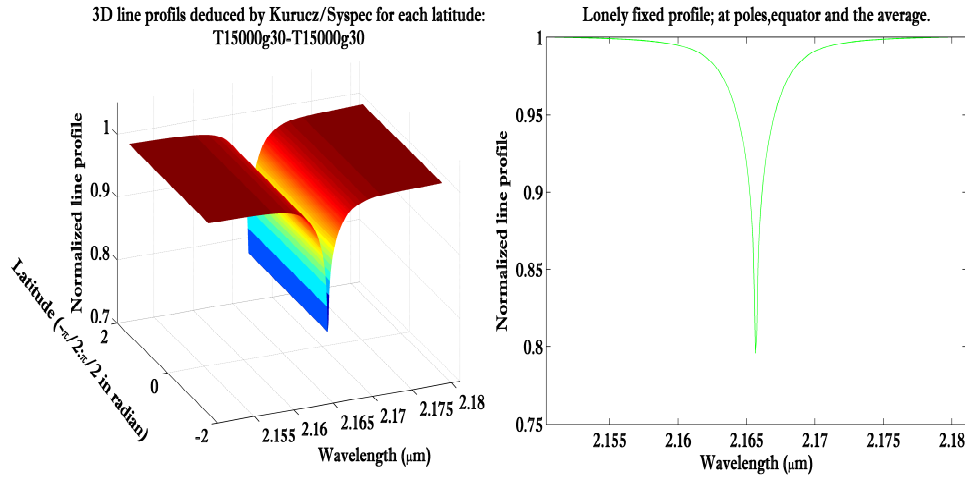


FIGURE 4.15 – Exemple de profil de raie produit par Synplot à partir du modèle Kurucz/Synspec, pour $[T_{eff}, \log g_{eff}]_{mean} = [15000 K, 30 cm/s^2]$ normalisés autour de la raie Bry entre $\lambda = 2.15 \mu m$ & $2.18 \mu m$.

Pour une version rapide de mon code j'ai d'abord essayé de déduire une formule analytique des spectres synthétiques basée sur le modèle Kurucz/Synplot. Ainsi et pour un ajustement optimal, j'ai eu recours à la fonction de pseudo-Voigt $H_{pv} = \eta H_{Lorentz} + (1 - \eta) H_{Gauss}$ à 5 paramètres ; les amplitudes et largeurs à mi-hauteur de la Gaussienne et de la Lorentzienne et un coefficient de pondération η . Malgré de nombreux essais, je ne suis jamais parvenu à un ajustement parfait entre un profil de raie Synplot et son ajustement pseudo-Voigt (Fig.4.17).

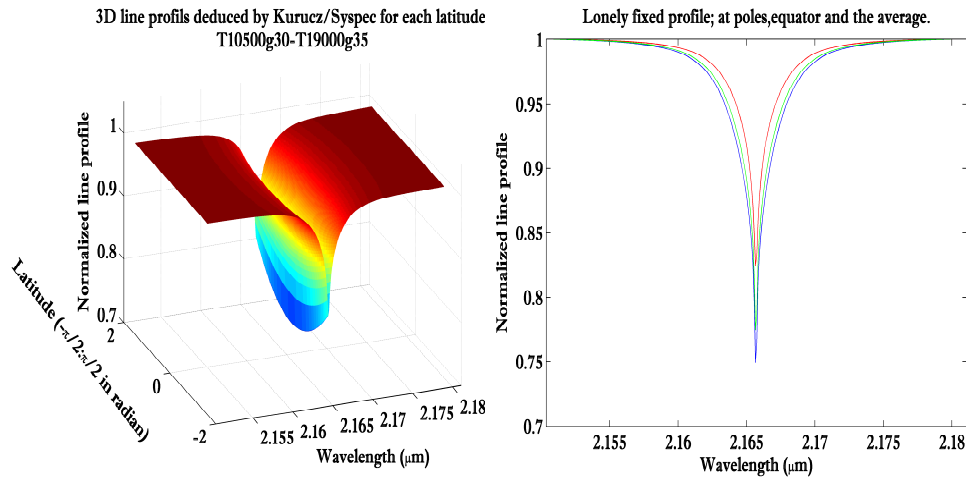


FIGURE 4.16 – Exemple de profils de raie Synplot (Kurucz/Synspec) pour $[T_{eff}, \log g_{eff}] = [10500\dots19000 K, 30\dots35 cm/s^2]$ (équateur/pôles) normalisés autour de la raie Bry $\lambda = 2.15 \mu m$ & $2.18 \mu m$.

Cette petite différence principalement dans les ailes entre les deux profils entraîne une différence non négligeable, dans les résultats de certains paramètres fondamentaux obtenus lors des ajustements modèle/données observées, à savoir le rayon angulaire équatorial et la vitesse de rotation équatoriale des étoiles. J'ai pu estimer à 10% la différence des résultats obtenus sur ces deux paramètres fortement corrélés, avec les deux profils de raie différents (voir le chapitre 5 où une étude détaillée sur l'impact de chaque paramètre stellaire sur la phase différentielle ϕ_{diff} a été menée). Le profil de raie reste un paramètre sensible qui démontre son importance pour la modélisation correcte de rotateurs stellaires rapides, destinée aux observations interférométriques à longue base. La Fig.4.18 regroupe l'ensemble des profils de raie utilisés dans mon étude comparative.

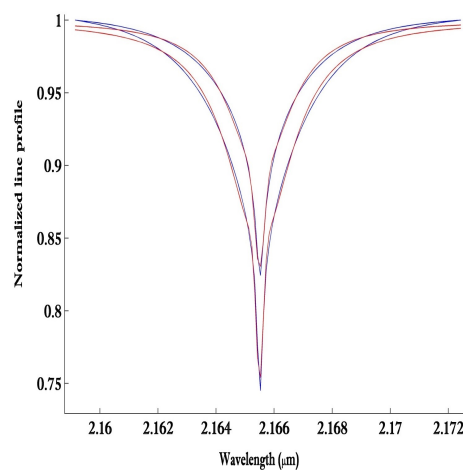


FIGURE 4.17 – Profils de raie normalisés sur l'étendue de la longueur d'onde entre $\lambda = 2.15 \mu m$ & $2.18 \mu m$, pour la raie Bry; Synplot en bleu, et ajustés par la fonction pseudo-Voigt à 5 paramètres en rouge. Pour un profil de raie $[T_{eff}, \log g_{eff}] = [19000 K, 3.5 cm/s^2]$ (aux pôles) en haut, et un autre $[T_{eff}, \log g_{eff}] = [10500 K, 3.0 cm/s^2]$ (à l'équateur) en bas.

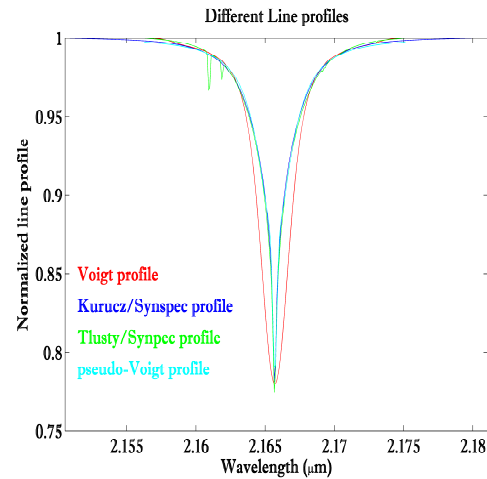


FIGURE 4.18 – Profils de raie normalisés sur l'étendue de la longueur d'onde entre $\lambda = 2.15 \mu\text{m}$ & $2.18 \mu\text{m}$, pour la raie $\text{Br}\gamma$ que SCIROCCO peut utiliser; pour $[T_{eff}, \log g_{eff}]_{mean} = [15000 \text{ K}, 30 \text{ cm/s}^2]$; profil de Voigt (en rouge), Kurucz/Synspec (en bleu foncé), Tlusty/synspec (en vert) et pseudo-Voigt (en bleu clair).

Au final, j'ai opté pour l'utilisation rigoureuse du profil de raie issu du modèle d'atmosphère Kurucz/Synspec basé sur Synplot.

4.4 Cartes d'intensité d'un rotateur rapide suivant le décalage Doppler-Fizeau sur le profil de la raie d'absorption photosphérique

Une fois que j'ai simulé la carte d'iso-vitesses pour une étoile donnée, sa carte d'intensités au continuum (assombries par les deux effets gravitationnel et centre-bord) et son profil de raie, il ne me reste plus qu'à déduire les cartes d'intensités monochromatiques $I(\lambda, \theta, \phi)$, conformément à l'équation suivante :

$$I(\lambda, \theta, \phi) = I_c(\lambda, \theta, \phi) H \left(\lambda + \lambda_0 \frac{V_{\text{proj}}(\theta, \phi)}{c}, \theta, \phi \right) \quad (4.24)$$

Enfin et concernant l'angle PA_{rot} , défini comme étant l'angle de la projection de l'axe de rotation de l'étoile sur le plan référentiel de l'observateur (du Nord vers l'Est), il suffit juste d'incliner mes cartes selon cet angle. La Fig.4.19 représente la carte d'intensité monochromatique d'une étoile ayant la même configuration qu'Achernar (Voir l'article I; [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#)), pour 3 longueurs d'onde λ autour de la raie Bry, où on voit le déplacement de la raie dans le sens de rotation de l'étoile. Notons ici, qu'il aurait été possible d'utiliser de manière plus physique les intensités spécifiques des profils de raie pour l'établissement des cartes d'intensités mais cela aurait été très couteux en temps de calcul, en plus du manque de flexibilité car faisant appel à un outil externe au code SIROCCO (Tlusty/Synspec).

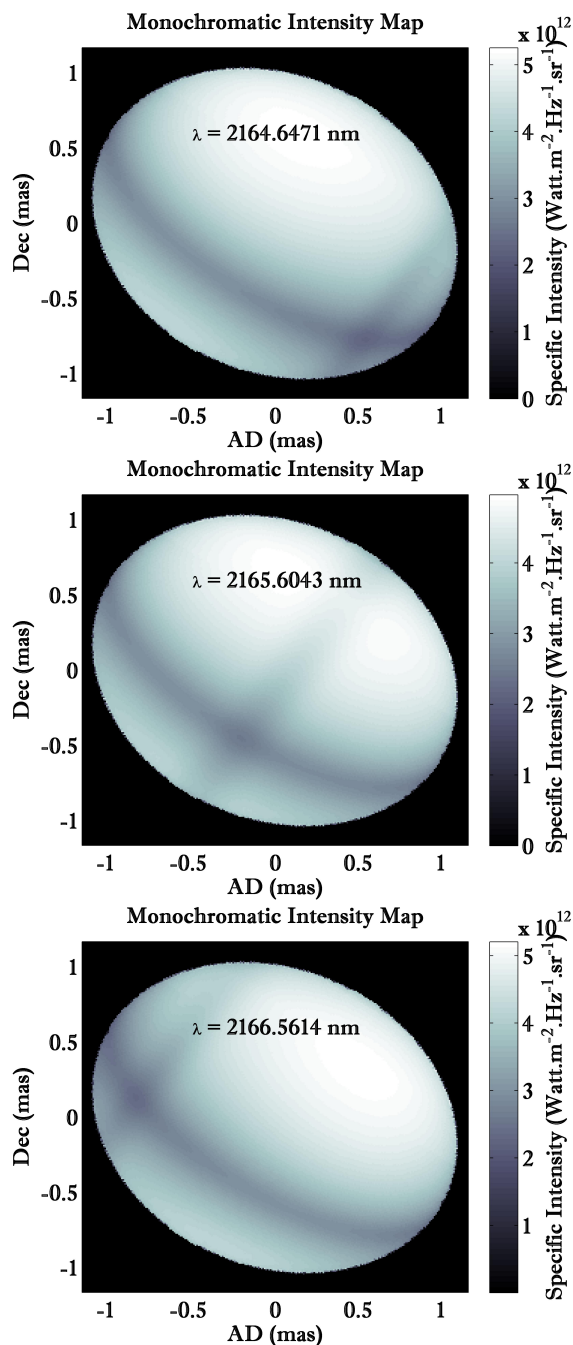


FIGURE 4.19 – Cartes d'intensité monochromatique d'Achernar vues à différentes longueurs d'onde λ autour de la raie Bry.

4.5 Les observables interférométriques

Les observables qu'on peut directement obtenir des cartes d'intensité monochromatique sont, le flux intégré (le spectre) F :

$$F(\lambda) = \sum_y \sum_z I(\lambda, y, z) \quad (4.25)$$

et les déplacements de photo-centres P_y & P_z selon y et z :

$$P_{y,z}(\lambda) = \frac{\sum_y \sum_z y, z I(\lambda, y, z)}{\sum_y \sum_z I(\lambda, y, z)} \quad (4.26)$$

Un exemple de ces trois quantités mesurées pour l'étoile Achernar (aux paramètres cités dans notre chapitre I), est représenté dans la Fig.4.20.

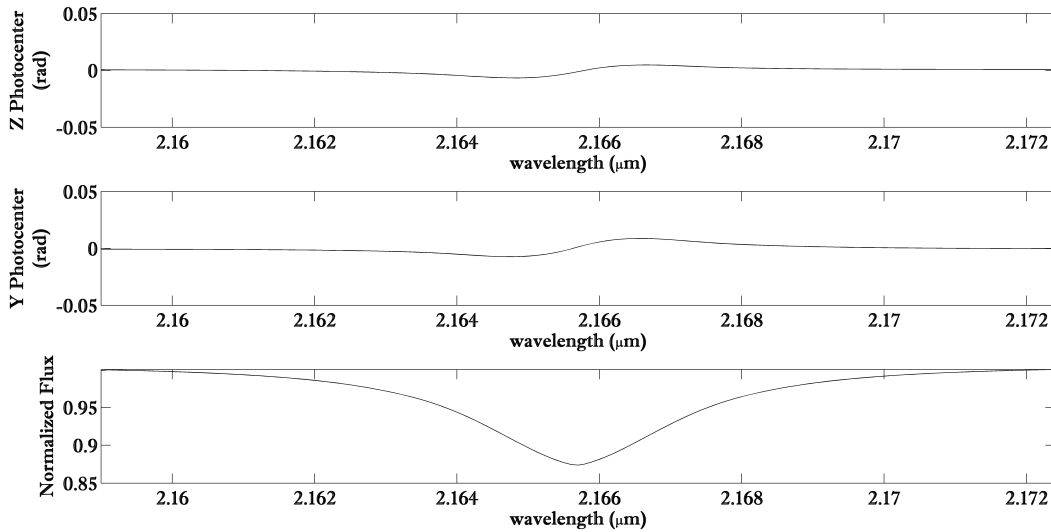


FIGURE 4.20 – Flux et déplacements photo-centriques d'Achernar en fonction de la longueur d'onde λ autour de la raie Br γ .

D'une manière indirecte dans l'espace de Fourier, on peut également déduire le module de visibilité $V^2(\lambda, u, v)$, la phase différentielle $\phi_{\text{diff}}(\lambda, u, v)$ et la clôture de phase $\Psi(\lambda, u, v)$ (voir la section 3.4.1). Pour une précision optimale des valeurs de ces mesurables en tout point de fréquence spatiale (u, v) , j'ai utilisé la transformation discrète de Fourier (DFT), qui s'écrit comme :

$$V(\lambda, u, v) = \sum_{y,z} I(\lambda, y, z) e^{-2\pi i(uy+ vz)}; \quad (4.27)$$

Un exemple de ces mesures modélisées, pour Achernar (toujours aux paramètres cités dans notre article I), est représenté dans la Fig.4.21.

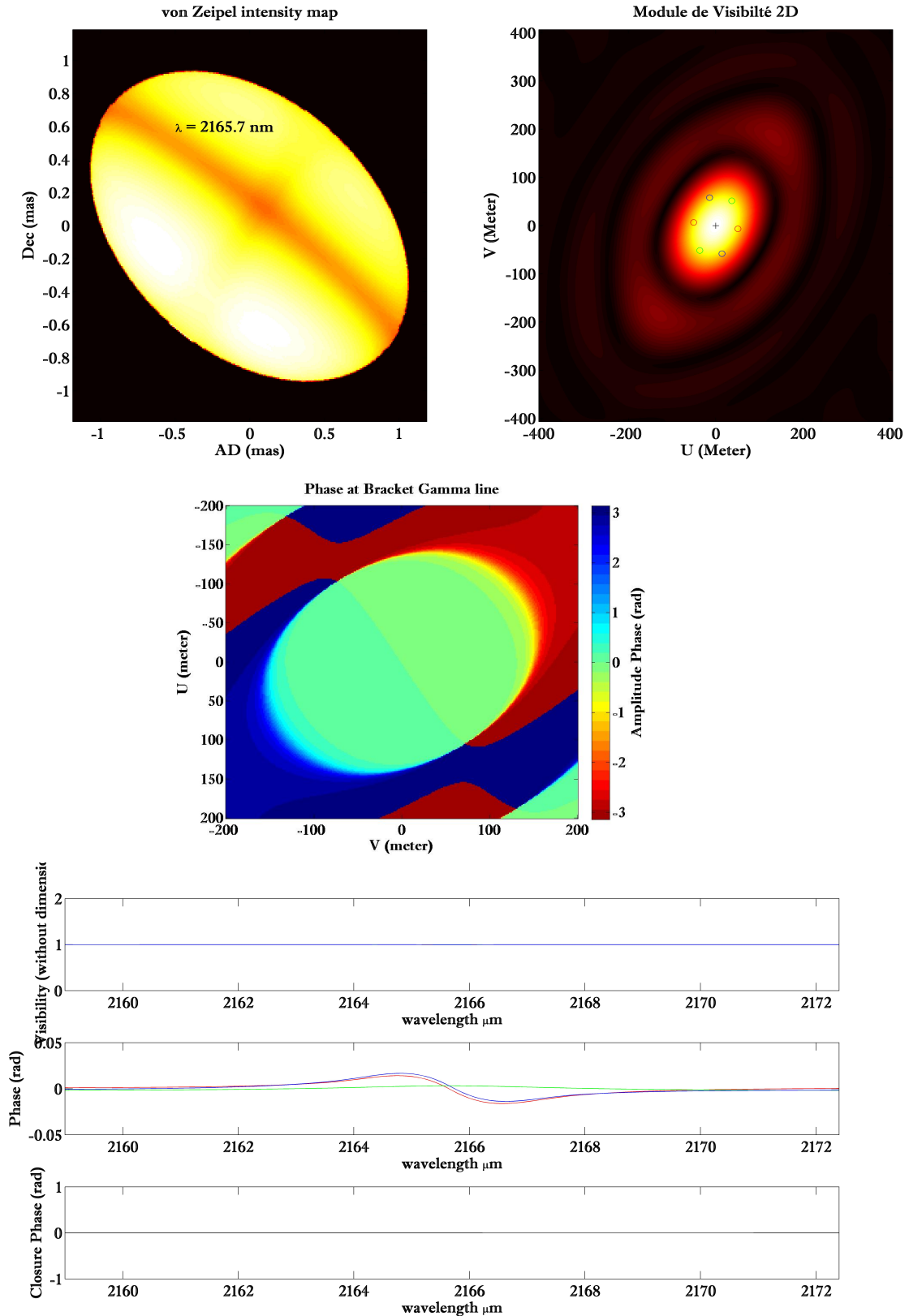


FIGURE 4.21 – **En haut :** Représentation de la carte d'intensité d'Achernar et les cartes 2D du module de visibilité et des phases différentielles, le long de la raie Bry. **En bas :** Les mesures interférométriques modélisées d'Achernar en fonction de la longueur d'onde λ le long de la raie Bry, à savoir, V^2 , ϕ_{diff} et Ψ pour 3 coordonnées de bases différentes.

La Fig.4.22 représente de manière synoptique toutes les étapes et composantes de mon modèle SCIROCCO. Le résultat de ce travail, entrepris dès le début de 2012 a fait l'objet d'un poster présenté lors du colloque SF2A en Juin 2012 à Nice. Il est publié dans la contribution qui suit (juste après la Fig.4.22) :

SYNOPTIC DIAGRAM OF SCIROCCO

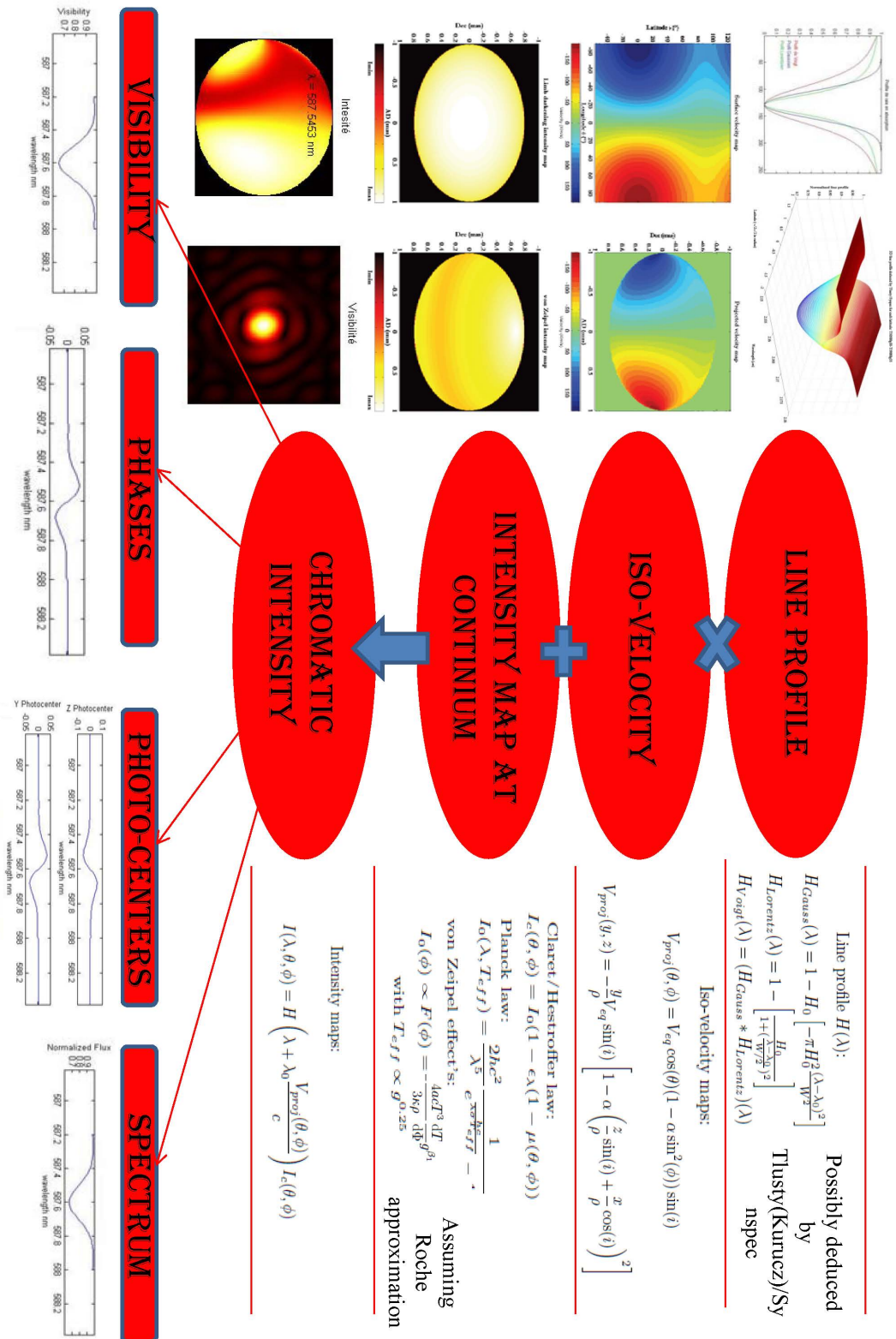


FIGURE 4.22 – Diagramme synoptique de SCIROCCO.

SCIROCCO: SIMULATION CODE OF INTERFEROMETRIC-OBSERVATIONS FOR ROTATORS AND CIRCUMSTELLAR OBJECTS

M. Hadjara^{1,2}, F. Vakili², A. Domiciano de Souza², F. Millour² and P. Bendjoya²

Abstract. The VLTI (Very Large Telescope Interferometer) makes available milli-arcsecond-scale observations in the infrared. It offers new possibilities for constraining stellar structures such as polar jets, equatorial disks and rotationally-flattened photospheres of Be stars. Such constraints allows us to better estimate the stellar fundamental parameters and refine the mechanisms such as mass loss, pulsation and magnetism that govern the variability and evolution of these stars.

In this paper we present a chromatic semi-analytical model of fast rotators, which allows us to study the dynamics and the interaction between the photosphere and the wind of fast rotating stars of A, B and F spectral types. Our simple analytical model addresses the oblateness, inclination and position angle of the rotation axis of the star. It produces iso-velocity maps and intensity maps. It includes line profiles, limb-darkening and the von Zeipel effect.

SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects, includes all the parameters cited above in order to be a fast, powerful and light simulation tool for interpreting high angular resolution observations of rotating stars.

Keywords: Stars: rotation, Methods: numerical, Techniques: interferometric, Techniques: high angular resolution

1 Introduction

The stars with low metallicity are supposed to produce little or no magnetic field. This absence of magnetic field leads to a high spin-up during the contraction then formation of these stars (Martayan et al. 2006). This rotation rate can attain more than 80% of the critical, or breakup, velocity $v_c = \sqrt{GM/R_c}$ (with R_c the equatorial radius at this velocity) in some cases. These fast-rotating stars are called "fast rotators" and exhibit a number of peculiar characteristics (Domiciano de Souza et al. 2003), among which geometrical flattening, coupled with gravitational darkening von Zeipel (1924), making the poles hotter than the equator.

The models from Collins & Sonneborn (1977) indicate a two-components spectral energy distribution (SED) for these stars, with an infrared excess due to gravity darkening. Hence, it is not easy to place these stars in one single spectral classification, as the observed SED depends on its rotational velocity and inclination angle (Maeder & Peytremann 1972).

Furthermore, rapid rotation induce an additional change in the apparent spectral type and class of the star (Collins & Harrington 1966). Indeed, the full widths at half-maximum (FWHM) of UV lines are generally narrower (up 0.2 km/s) than those of the visible lines due again to gravitational darkening (Hutchings et al. 1979), since the spectral lines, depending on the temperature and gravity, are not formed uniformly on the star. This has an impact on the estimate of the inclination angle (Hutchings & Stoeckley 1977) and, hence, the estimation of the spectral type of the star. A classification based on the spectral ratio between the widths of these lines would be distorted by this effect (Collins 1974).

In addition, mechanisms such as meridional circulation and/or turbulence may affect the internal structure of the star and its evolution (Meynet 2009). Thus, fast rotators have always been considered as a physics laboratory to study stellar interiors, stellar evolution and primordial stars.

¹ Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG) Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie.; m.hadjara@craag.dz

² Laboratoire J.-L. Lagrange UMR 7293- Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Campus Valrose, 06108 Nice cedex 2, France.; Massinissa.Hadjara@oca.eu

In this context, spectrally-resolved long baseline interferometry offers new opportunities to observe the details of such stars with enough spatial resolution (van Belle 2012). We describe in this paper a numerical model that includes a subset of the different mechanisms described above: fast rotation, gravity darkening, and stellar pulsations. It produces intensity maps and velocity maps of the simulated star with rotational flattening and several other effects, which can be compared to interferometric observations.

2 SCIROCCO

2.1 Description of the Model

SCIROCCO stands for Simulation Code of Interferometric-observations for rotators and CirCumstellar Objects. It is written in `Matlab` and make use of the following semi-analytical approach, adopting the frame depicted in Fig. 1 (shown in cartesian reference): a pixellized intensity map is computed independently from a velocity map, and both are combined into a spectrally-resolved intensity image-cube, which can be input in a later step into an interferometric simulation code.

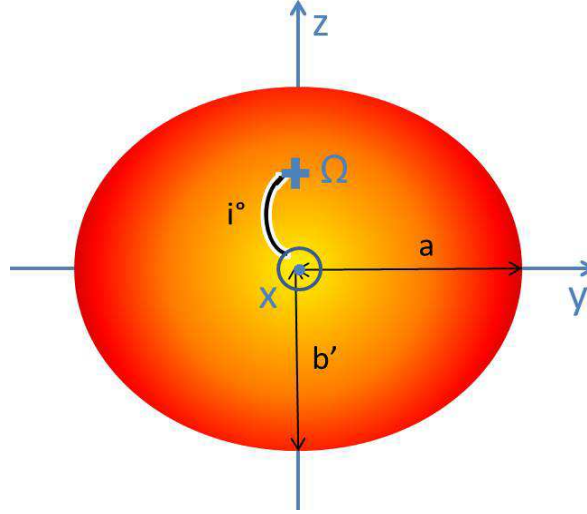


Fig. 1. Adopted reference system for a rotating star (flattened star with major axis a and minor axis b , here the apparent minor axis is $b' = ab/(a + (b - a) \cos i)$; assuming ellipsoid revolution principal/equations). The cross indicates the point where the rotation axis crosses the stellar surface. This rotation axis forms an angle i with the observer's direction (x axis) and its projection onto the sky is parallel to the z axis.

2.1.1 Intensity map

First, an intensity map of the star's photosphere is computed. We can use for example a simple limb-darkened model from (Hestroffer 1997), expressed in the geographical (co-latitude, longitude) coordinates (θ, ϕ) :

$$I_c(\theta, \phi) = I_0(1 - \epsilon_\lambda(1 - \mu(\theta, \phi))) \quad (2.1)$$

where I_0 represents the flux at the center of the star, ϵ_λ is the limb darkening parameter, and $\mu(\theta, \phi)$ is the cosine of the angle between the normal to the surface at the point considered and the observer direction (Domiciano de Souza et al. 2004). The contour of the star is delimited by an ellipse with the minor axis in the direction of the rotation axis of the star. The minor-to-major axis depends on the rotation rate following the prescriptions of angle i (see Fig. 1). I_0 can serve as a weighting of the continuum flux as a function of wavelength (λ) using for example a Planck's law:

$$I_0(\lambda, T_{\text{eff}}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda\sigma T_{\text{eff}}}} - 1} \quad (2.2)$$

h being Planck's constant, c the speed of light, and T_{eff} the effective temperature of the star. I_0 can also be used to input the von Zeipel's effect into our model, by considering a co-latitude-dependent temperature in the below-mentioned local gravity field equation:

$$I_0(\theta) \propto F(\theta) = \sigma T_{\text{eff}}^4(\theta) \quad (2.3)$$

with $T_{\text{eff}}(\theta) \propto g^{0.25}(\theta)$, g being the local gravity field, also called the modulus of local effective surface gravity $g = \nabla\Psi(\theta)$, with $\Psi(\theta)$ is the stellar equipotential surfaces (Domiciano de Souza *et al.* 2004). An example of intensity map combining rotational flattening and gravity darkening is shown in Fig. 2 (left).

2.1.2 Velocity map

SCIROCCO produces a velocity map where for the moment, only rotation has been introduced:

$$V_{\text{proj}}(\theta, \phi) = V_{\text{eq}} \cos(\phi)(1 - \alpha \sin^2(\theta)) \sin(i) \quad (2.4)$$

In that equation, V_{eq} represent the equatorial rotation velocity, and the parameter α allows us to include a parametric differential rotation law (Domiciano de Souza *et al.* 2004). In the future, we also plan to include non-radial pulsations in that velocity map. An example of velocity map combining rotational flattening is shown in Fig. 2 (right).

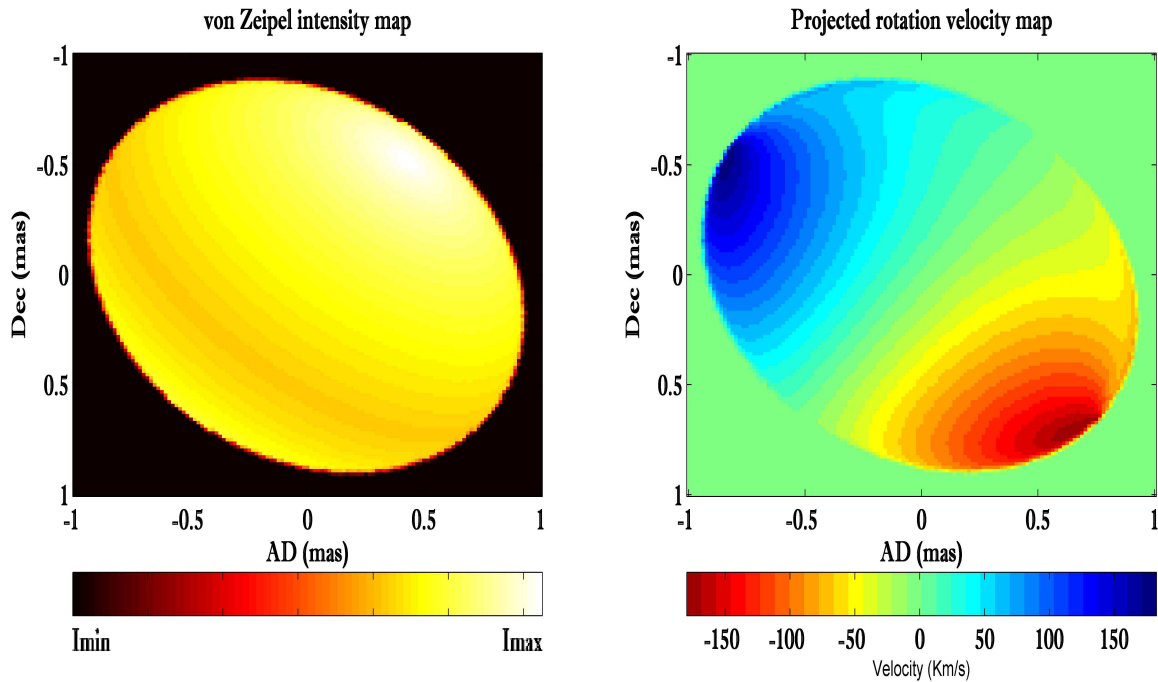


Fig. 2. Left: simulated Achernar intensity map in the continuum. The intensity at the poles is greater than at the equator. Here the velocity is around 88% of the critical velocity of the star. **Right:** velocity map of the same model (inclination 57° , orientation 39°). Here the simulated rotation is differential (the velocity of rotation at the equator is 60% larger than at the poles).

2.1.3 Spectrally-resolved image cube

The last step of the modelization process is to compute λ -dependent maps. For that, we need to model the natural line-profile of the considered line: we can assume e.g. Gaussian, Lorentzian, or Voigt profile:

$$\begin{cases} H_{\text{Gauss}}(\lambda) = 1 - H_0 \left[-\pi H_0^2 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{W^2} \right] \\ H_{\text{Lorentz}}(\lambda) = 1 - \left[\frac{H_0}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W/2} \right)^2} \right] \\ H_{\text{Voigt}}(\lambda) = (H_{\text{Gauss}} * H_{\text{Lorentz}})(\lambda) \end{cases} \quad (2.5)$$

The last step calculates the intensity maps of the star as a function of wavelength. For that, we project via the Doppler effect the velocity map (V_{proj} , Eq. 2.4) to the intensity map (I_c , Eq. 2.1), given the line profile (H , Eq. 2.5) and the work wavelength λ :

$$I(\lambda, \theta, \phi) = H \left(\lambda + \lambda_0 \frac{V_{\text{proj}}(\theta, \phi)}{c} \right) I_c(\theta, \phi) \quad (2.6)$$

We get one intensity map per wavelength of interest around the central wavelength λ_0 of the line (see Fig. 3, left). Once all intensity maps are computed, we synthesize the interferometric observables by Fourier-Transforming each map (see Fig. 3, right). This provide us spectra, visibility amplitudes, phases, and closure phases.

By comparing the observed interferometric measurements to the synthesized quantities, we can access to the parameters of the fast rotating star such as: effective temperature as a function of co-latitude, rotational rate, inclination, angular radius and flattening and, if possible the differential rotation.

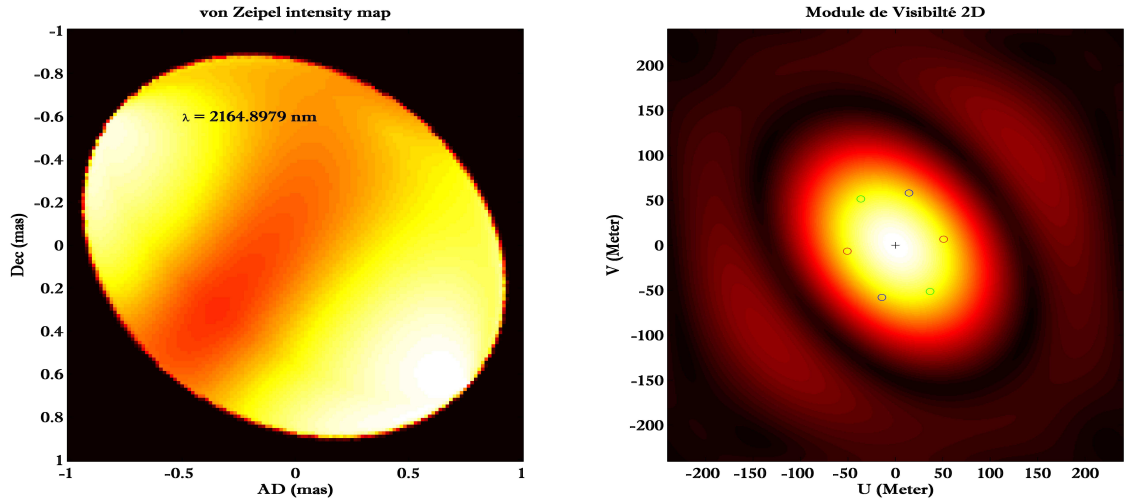


Fig. 3. Left: monochromatic intensity map for a given wavelength. **Right:** Map of corresponding 2D module visibility, which is represented on the three bases with interferometric which will make the observation (1st base small red circle, 2nd green and 3rd blue).

2.2 Simulation of interferometric observations: the example of Achernar

To illustrate this paper, we simulate the famous Be star Achernar with SCIROCCO as observed in Domiciano de Souza et al. (2003). We use the parameters detailed in the paper, which are recalled for praticity in Table 1.

Table 1. Achernar parameters (from Domiciano de Souza et al. 2003)

Star	Achernar (α Eri)	v/v_{crit}	0.79-0.96	T_{eq} (K)	9500-14800
Spectral type	B3Vpe	Orientation ($^{\circ}$)	39 ± 1	R_{pole} (R_{\odot})	8.3-9.5
Velocity v (km/s)	225	Gravity darkening β	0.25	R_{eq} (R_{\odot})	12.0 ± 0.4
Inclination i ($^{\circ}$)	57	T_{pole} (K)	20000	Oblateness	0.348 ± 0.10

In addition, we introduce to our model a differential rotation coefficient ($\alpha = 0.6$) and a Voigt intrinsic line profile with a depth of 0.6 and a $FWHM = 10 * \Delta\lambda$.

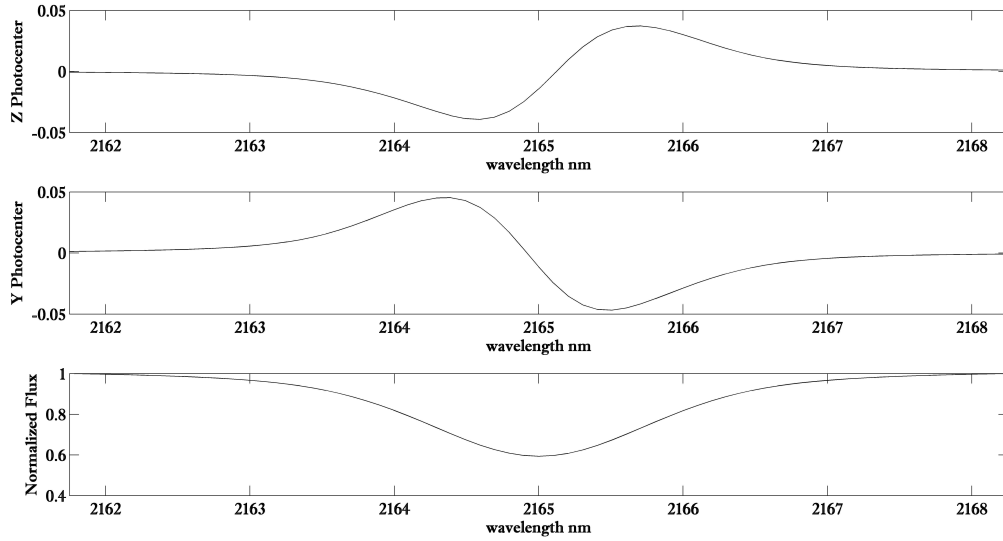


Fig. 4. Top: photo-center (or centroid: the first order term of the phase by Mac Lauren development, Jankov et al. (2001)) along the Z axis (see reference adopted Fig.1). **Middle:** photo-center by Y (note that the photo-centers are in radian). **Bottom:** normalized spectrum, we see well that our starting line has expanded and its depth was decreased (precisely because of the rotation).

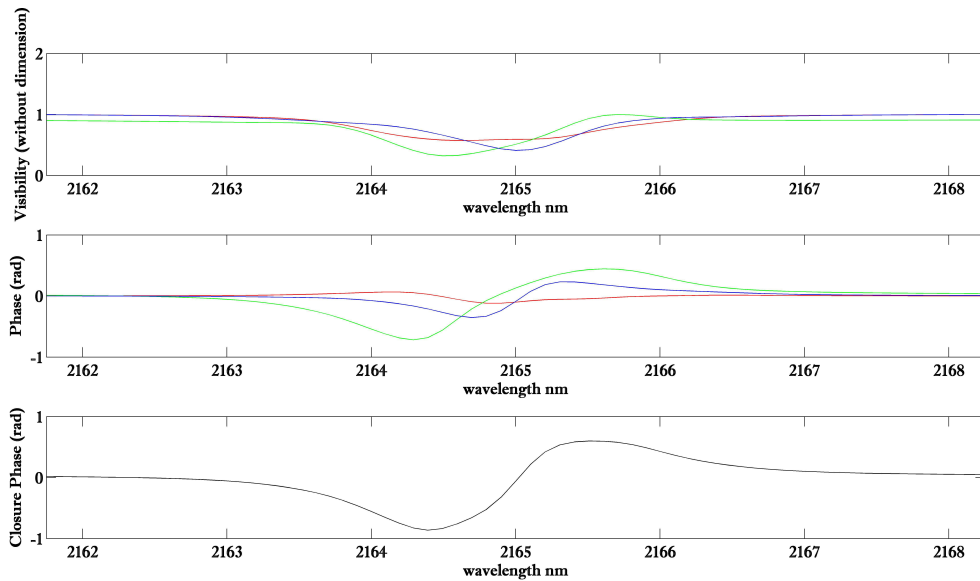


Fig. 5. Top: visibility module observed by the interferometric three bases (red, green and blue). **Middle:** the phases observed in the three interferometric bases (red, green and blue), we note that although the phase observed by the base perpendicular to the axis of rotation of the star (green) is the one that has the highest amplitude & inversely that which is along the axis of rotation (red) is the lowest. **Bottom:** the closure phase.

We choose to simulate interferometric observations with the AMBER/VLTI instrument on the 3 following interferometric baselines : G1-D0 (51.28 m, -82.5°), D0-H0 (63.12 m, 35.42°), H0-G1 (59.78 m, -13.8°), and around the Brackett γ line (2.165μ m).

The velocity map & intensity map in the continuum continuum are shown in Fig. 2, the monochromatic intensity map at a given wavelength & corresponding 2D visibility amplitude map in Fig. 3, the photo-centers

& spectrum in Fig. 4, and finally visibilities, phases & closure phase in Fig. 5.

3 Conclusions & Discussions

We presented here a semi-analytical model of fast-rotators whose aim is to interpret interferometric datasets. We are able to produce interferometric observables using a set of physical parameters like the rotation law, gravity darkening effect, etc., while keeping the computing time reasonable (one set of visibility curves can be computed in 15s).

The next step is to develop a "model-fitting" approach to compare real datasets with this model.

References

- Chelli A., & Petrov R.G. 1995, A&A, 109, 401
Collins, G. W. 1974, ApJ, 191, 157
Collins, G. W., & Harrington J. P. 1966, ApJ, 146, 152
Collins, G. W., & Sonneborn, G. H. 1977, ApJ, 34, 41
Domiciano de Souza, A., Zorec, J., Jankov, S., Vakili, F., Abe, L. 2004, A&A 418, 781
Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., Abe, L., Vakili, F. et al. 2003, A&A, 407, L47
Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E. & Abe, L. 2002, A&A, 393, 345
Hestroffer, D. 1997, A&A, 327, 199
Hutchings, J. B., & Stoeckley, T. R. 1977, PASP, 89, 19
Hutchings, J. B., Nemeč, J. M., & Cassidy, J. 1979, PASP, 91, 313
Jankov, S., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., & Janot-Pacheco, E. 2001, A&A, 377, 721
Maeder, A., & Peytremann, E. 1972, A&A, 21, 279
Martayan, C., Frémat, Y., Hubert, A.-M., Floquet M., Zorec J. et al. 2006, A&A, 452, 273
Meynet, G. 2009, Lecture Notes in Physics, 765, 139
van Belle, G. T. 2012, A&ARv, 20, 51
von Zeipel, H., 1924, MNRAS, 84, 665

Application de SCIROCCO à la rotation stellaire

Sommaire

5.1 Impact de certains paramètres stellaires sur la ϕ_{diff}	137
5.2 Détermination des paramètres fondamentaux stellaires via SCIROCCO . .	142

Je présente dans ce chapitre l'étude menée sur l'impact de certains paramètres stellaires sur la phase différentielle ϕ_{diff} simulée par SCIROCCO. Je décris ensuite les résultats basés sur l'utilisation de SCIROCCO, appliqué aux données interférométriques de 4 rotateurs rapides, c.à.d. Achernar, Altair, δ Aquilae et Fomalhaut.

5.1 Impact de certains paramètres stellaires sur la ϕ_{diff}

Les paramètres étudiés ici sont :

- Le rayon équatorial R_{eq} et la distance d (Fig.5.1),
- Le $v_{\text{eq}} \sin i$ et l'angle d'inclinaison i (Fig.5.2),
- La température effective effective \bar{T}_{eff} et le coefficient d'assombrissement gravitationnel β (Fig.5.3),
- L'impact des deux assombrissements "Gravity Darkening" (GD) et/ou "Limb Darkening" (LD) (Fig.5.4 de gauche).
- Et enfin l'important impact du profil du raie ; Voigt, Kurucz, Tlusty, qu'il soit fixe ou bien variable en fonction de la latitude θ (Fig.5.4 de droite & Fig.5.5).

La simulation est menée sur une étoile hypothétique proche d'Achernar, aux mêmes valeurs que celles prises dans [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#) et [Hadjara et al. \(2014\)](#), c.à.d pour :

- $R_{\text{eq}} = 11 R_{\odot}$,
- $d = 50 pc$,
- $v_{\text{eq}} \sin i = 250 \text{ km.s}^{-1}$,
- $i = 60^{\circ}$,
- $M = 6.1 M_{\odot}$,
- $\bar{T}_{\text{eff}} = 15000 K$,
- $PA_{\text{rot}} = 0^{\circ}$,
- $\beta = 0.25$,
- Pas de rotation différentielle,
- Avec l'effet des deux assombrissements "gravity darkening" & "limb darkening",
- Et un profil de raie Kurucz/Synspec.

Pour 4 configurations interférométriques à deux longueurs de base $B_{proj} = 75 \text{ m} \& 150 \text{ m}$ et deux angles de projection $PA = 45^\circ \& 90^\circ$, l'influence de chaque paramètre étudié sur la ϕ_{diff} à la raie Br γ est clairement et succinctement discutée dans l'entête de chaque figure ci-dessous.

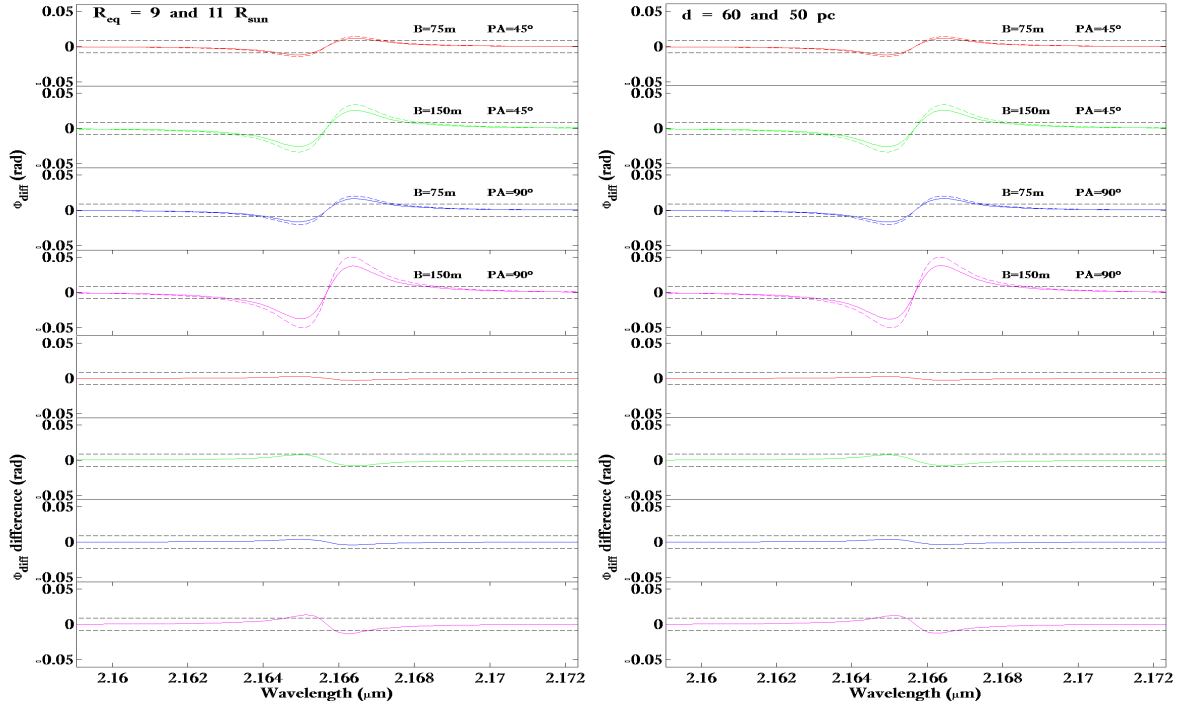


FIGURE 5.1 – **En haut** : La dépendance des phases différentielles ϕ_{diff} simulées en R_{eq} et d (ligne continue : modèle testé ; ligne en pointillés : modèle de référence tel que décrit ci-dessus). Les paramètres du modèle testé sont identiques à ceux du modèle de référence, sauf que $R_{eq} = 9R_{\odot}$ (à gauche) et $d = 60pc$ (à droite). Les valeurs du modèle testé et celui de référence diffèrent de 18% pour R_{eq} ; ils sont indiqués dans la partie supérieure gauche des figures. Tous les modèles de ϕ_{diff} ont été calculés autour de la raie Br γ avec une résolution spectrale de 12000 pour quatre lignes de base projetées ($B_{proj} = 75 \text{ m} \& 150 \text{ m}$ et $PA = 45^\circ$ et 90°), qui sont des valeurs typiques obtenues avec le VLTI/AMBER. Ces longueurs d'onde et lignes de base se traduisent par des amplitudes de visibilité entre 0, 6 et 0, 9 pour les modèles stellaires étudiés, ce qui correspond à une étoile partiellement résolue. Les lignes horizontales en pointillés représentent la barre d'erreur typique de AMBER pour la ϕ_{diff} ($\sigma_{\phi} = 0.5^\circ = -0,0087 \text{ rad}$). La signature de la ϕ_{diff} d'une étoile en rotation apparaît comme une courbe en forme de S (ou de \sim), visible à l'intérieur de la raie Br γ , avec une amplitude supérieure à σ_{ϕ} à toutes les lignes bases choisies. **En bas** : La différence entre les ϕ_{diff} testées et le modèle de référence (courbe solide moins celle en pointillés de la partie supérieure). Le continuum de l'ensemble des courbes est lui égal à zéro.

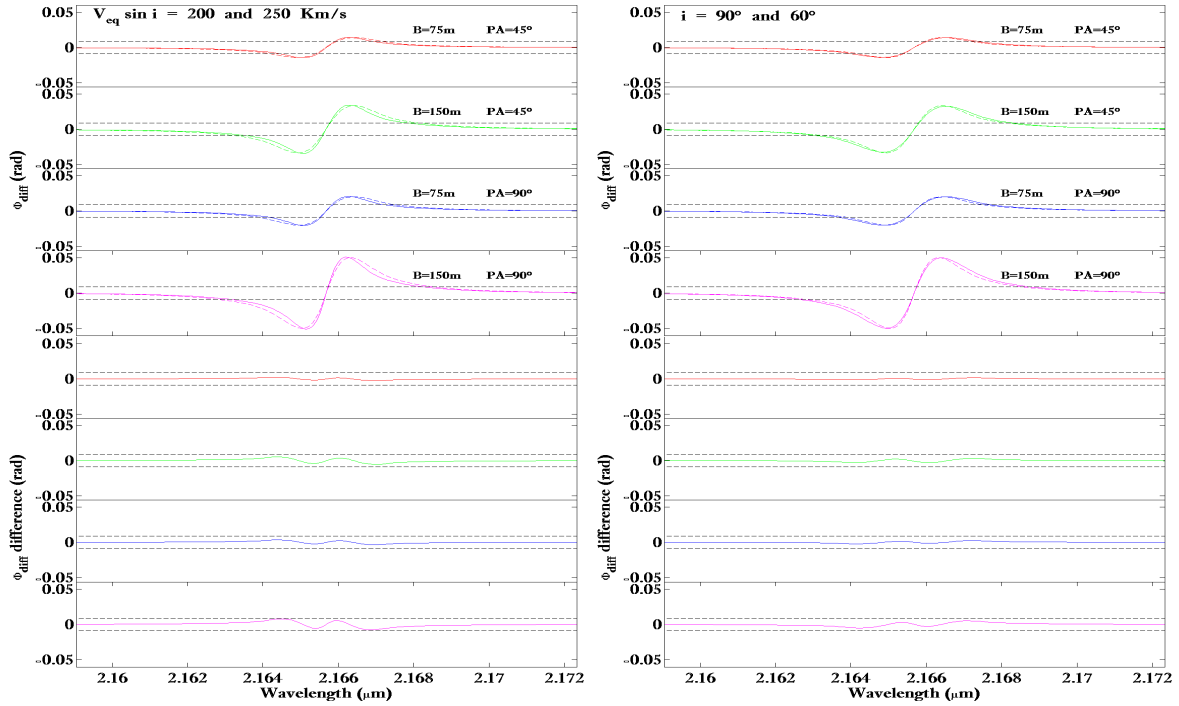


FIGURE 5.2 – Similaire à la Fig.5.1 mais pour la dépendance de la ϕ_{diff} en $v_{\text{eq}} \sin i$ et i . La partie de gauche montre que ϕ_{diff} en Br_{γ} est sensible à une variation de 20% du $v_{\text{eq}} \sin i$ ($= 200 \text{ km.s}^{-1}$ pour le modèle testé). La partie de droite montre quant à elle que ϕ_{diff} dépend aussi de l'angle i (évolution de 60° à 90°), mais dans une moindre mesure par rapport à R_{eq} , d , et $v_{\text{eq}} \sin i$.

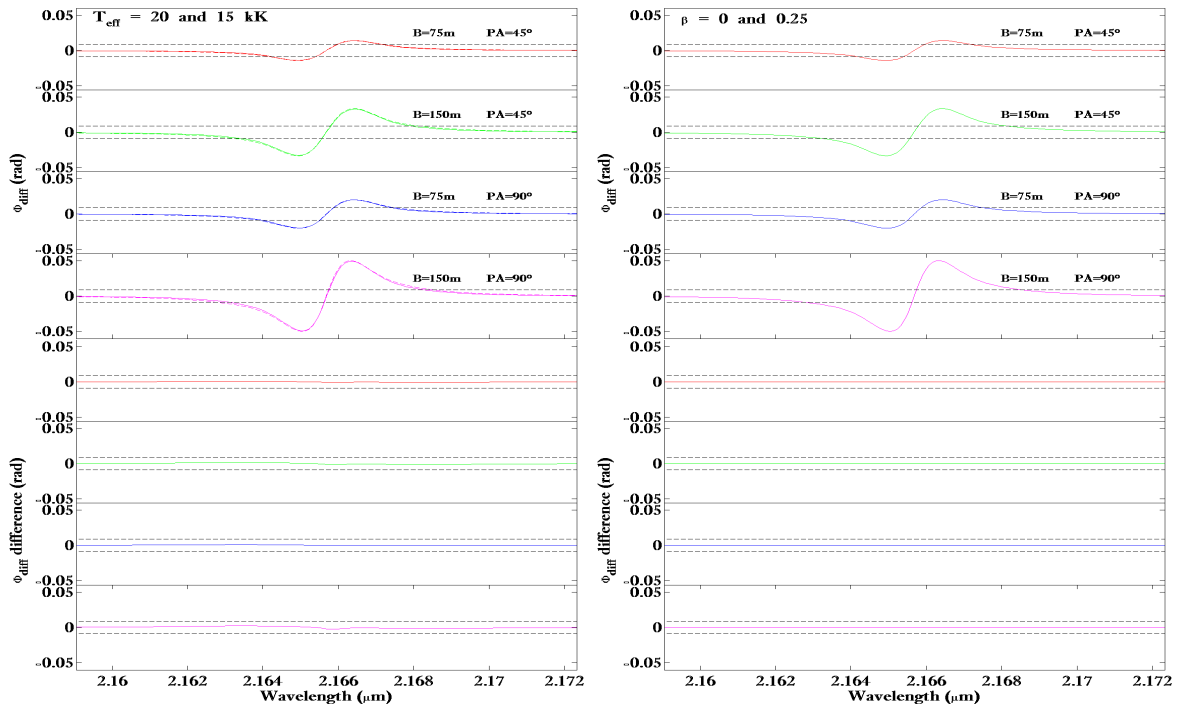


FIGURE 5.3 – Similaire à la Fig.5.1 mais pour la dépendance de la ϕ_{diff} en \bar{T}_{eff} et β . \bar{T}_{eff} passe de 15000 K à 20000 K , et β varie de 0.25 (valeur de von Zeipel) à 0.0 (pas d'assombriement gravitationnel). Les simulations SCIROCCO de ϕ_{diff} autour de la raie Br_{γ} sont peu sensible à ces paramètres et voire pas du tout à β .

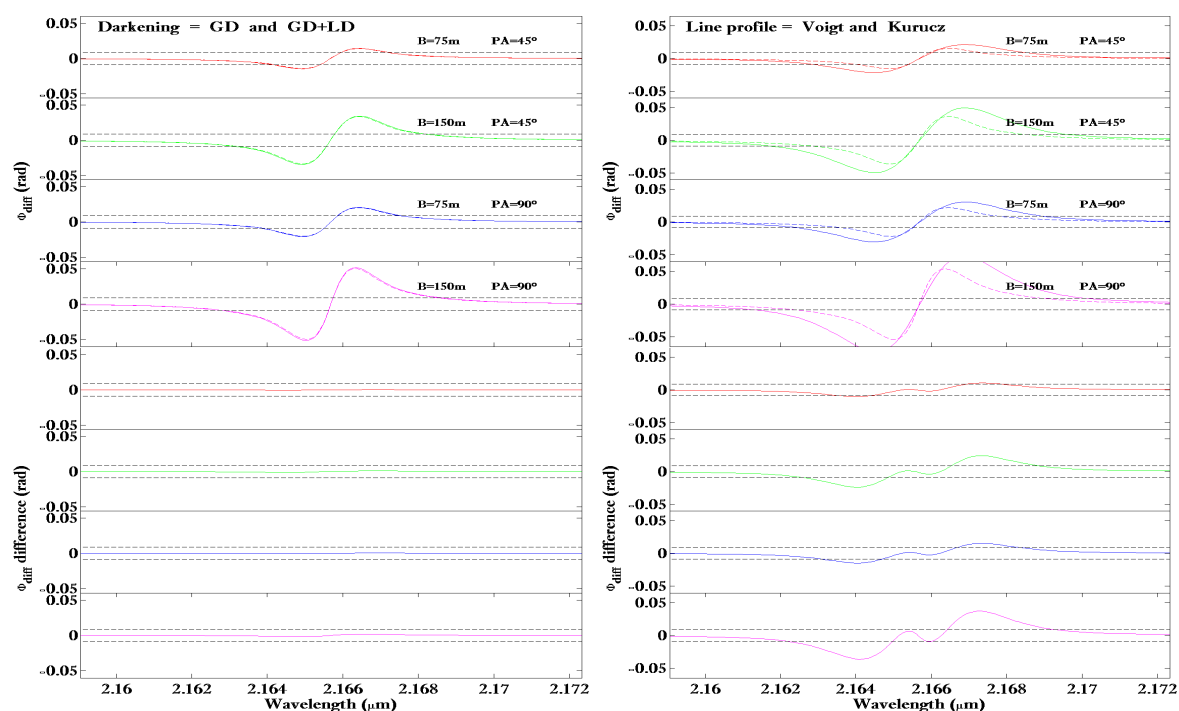


FIGURE 5.4 – Similaire à la Fig.5.1 mais pour la dépendance de ϕ_{diff} à “l’effet d’assombrissement” (trait continu : l’effet de l’assombrissement gravitationnel uniquement -pas d’effet d’assombrissement centre-bord- ; lignes en pointillés : le modèle de référence tel que décrit plus haut -assombrissement gravitationnel et assombrissement centre-bord-), et la dépendance de ϕ_{diff} au “type de profil de raie” (trait continu : profil de raie analytique de Voigt, lignes en pointillés : profil de raie obtenu avec Kurucz/Synspec). La ϕ_{diff} à Br_{γ} n’est pas fortement sensible à l’effet d’assombrissement mais est fortement sensible au profil de raie utilisé.

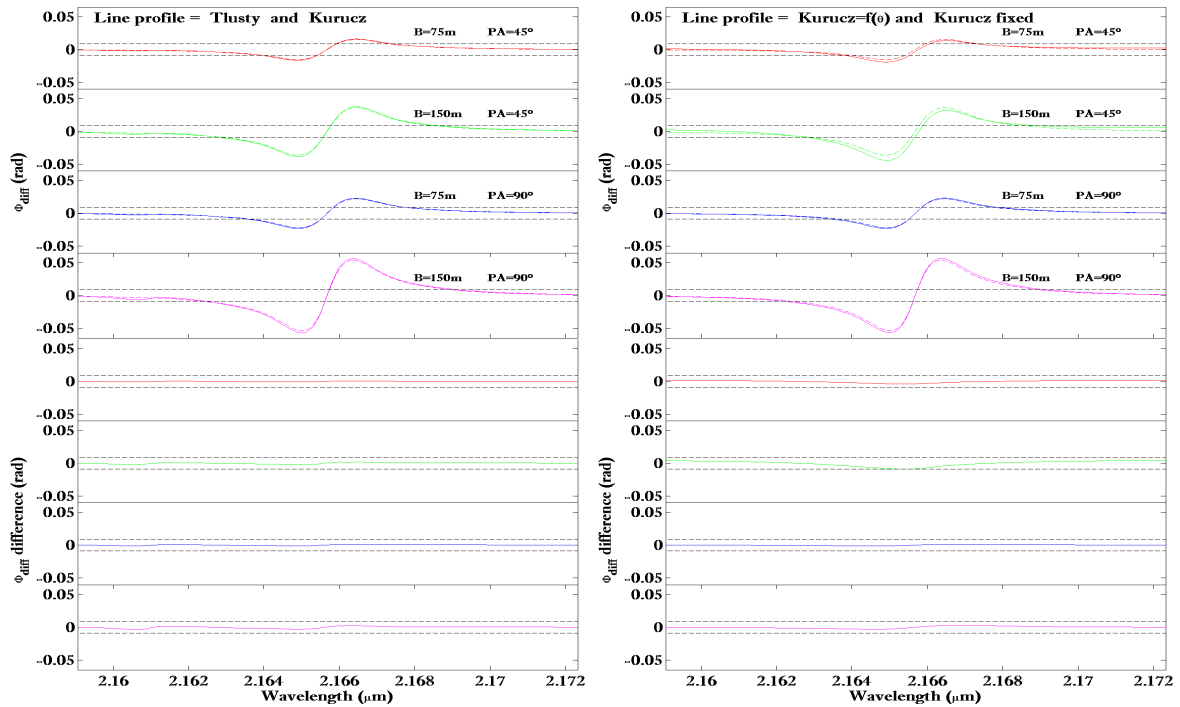


FIGURE 5.5 – Similaire à la Fig.5.1 mais pour la dépendance de ϕ_{diff} au “type de profil de raie” (trait continu : profil de raie obtenu avec Tlusty/Synspec, ligne en pointillés : profil de raie obtenu avec Kurucz/Synspec) et “le type de profil de raie” en fonction de la latitude (ligne continue : le profil de raie obtenu avec un profil de raie Kurucz/Synspec qui varie en fonction de la latitude, lignes en pointillés : ligne profil obtenu avec un profil de raie fixe Kurucz/Synspec -en considérant la moyenne de $[T_{\text{eff}}, \log g]$ de l’étoile). La ϕ_{diff} en Br_{γ} n’est pas fortement sensible à l’effet de l’assombrissement mais est fortement sensible au type de profil de raie utilisé. La ϕ_{diff} en Br_{γ} n’est pas fortement sensible aux profils de raie utilisés, qu’ils soient fixes ou variables en fonction de la latitude θ .

Il est important de noter que l’étude de l’influence du profil de raie sur les mesures interférométriques en général et sur la ϕ_{diff} autour de Br_{γ} en particulier, m’ont permis d’une part de démontrer l’impact important de ce paramètre, et aussi l’impossibilité d’utiliser un simple profil analytique dans ce genre de simulation (tel que c’était envisagé au départ pour SCIROCO). En effet, la confrontation de mon code avec les observations via une méthode d’ajustement particulière (explicitée dans la section-ci-après) à 4 paramètres libres, à savoir R_{eq} , v_{eq} , i et PA_{rot} , a révélé une forte dépendance des paramètres dynamiques R_{eq} et v_{eq} (qui sont d’ailleurs fortement corrélés et liés -voir Eq.(4.5)-). Ces derniers sont fortement sensibles au type de profil de raie (où j’ai d’ailleurs relevé une différence d’environ 10% entre un profil de raie de Voigt analytique et un autre issu de Kurucz/Synspec -voir Fig.4.17-), alors que les paramètres géométriques liés à l’orientation (i et PA_{rot}) eux restaient insensibles à ce type de changement.

5.2 Détermination des paramètres fondamentaux stellaires via SCIROCCO

Tout le travail de réduction/traitement des données interférométriques AMBER, présenté dans l'application du Chap.3, ainsi que l'ensemble de simulations SCIROCCO (voir Chap.4 pour les 4 rotateurs rapides Achernar, Altair, δ Aquilae & Fomalhaut, ont fini par aboutir, récemment (juin 2014), à un papier A&A, dont je suis le premier auteur, et que je joins ci-après. La confrontation de mon modèle avec les observations interférométriques des 4 étoiles, citées ci-haut, a été réalisée grâce à la méthode d'ajustement de minimisation du χ^2 en utilisant un code Matlab à accès libre (à partir de site d'échange de Matlab ; Matlab central file exchange) que j'ai modifié/adapté selon mes besoins : le code nommé " The Generalized Nonlinear Nonanalytic Chi-Square Fitting code, developed by N. Brahms" a été développé par N. Brahms (de Université de Berkeley, Californie USA). Ce code qui effectue l'ajustement via la minimisation du χ^2 avec estimation de l'incertitude sur des erreurs de mesures connues, peut utiliser plusieurs bibliothèques Matlab, comme l'algorithme de convergence rapide de Levenberg-Marquardt (LM), tout comme il utilise aussi la méthode Monte-Carlo sur l'ensemble des données afin de s'assurer du calcul optimal sur les incertitudes. Ainsi j'ai utilisé ce code afin d'ajuster les phases différentielles simulées aux observations et à contraindre les paramètres libres (R_{eq} , v_{eq} , i , et PA_{rot}) et leurs incertitudes respectives. La formule du χ^2 que j'utilise peut être écrite comme suit :

$$\chi_{\phi_{diff}}^2(R_{eq}, v_{eq}, i, PA_{rot}) = \sum_i \frac{[\phi_{diff,i} - \phi_{diff,SCIROCCO}(u_i, v_i)]^2}{\sigma_i^2} \quad (5.1)$$

Où σ_i est l'incertitude (ou variance) réciproque à chaque $\phi_{diff,i}$ observée. En pratique, et pour traiter toutes les données simultanément, je mets toutes les N_{obs} ϕ_{diff} (toute base confondue) à la suite, les unes derrière les autres pour un ajustement optimal. Ne travaillant que sur 4 paramètres libres (R_{eq} , v_{eq} , i , et PA_{rot}), le degré de liberté (Degree Of Freedom) est donc $D.O.F = 4$, ce qui me permet d'enfin exprimer χ_{red}^2 ainsi :

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi_{\phi_{diff}}^2}{N_{obs} - D.O.F} \quad (5.2)$$

Ci-dessous, la Fig.5.6 montre un petit exemple d'ajustement χ^2 sur une seule ϕ_{diff} via le code que j'utilise.

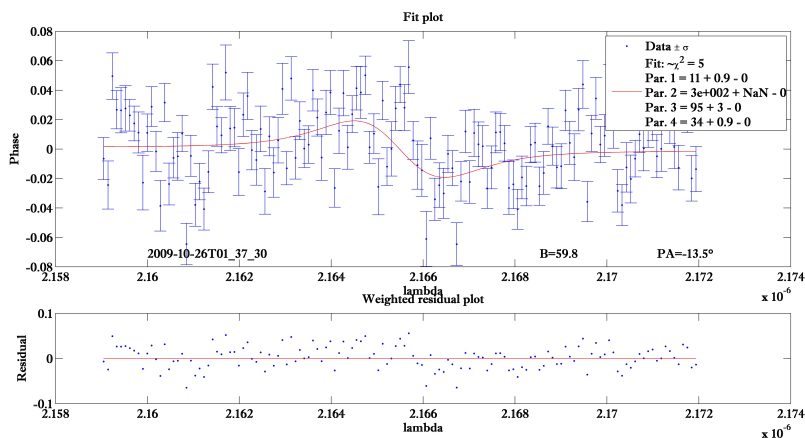


FIGURE 5.6 – Exemple d’ajustement χ^2 sur une seule ϕ_{diff} représentée en barres d’erreur en bleu pour la ϕ_{diff} observée, et en ligne rouge continue pour celle modélisée. En dessous la représentation des résidus (la différence entre la ϕ_{diff} simulée et observée, longueur d’onde par longueur d’onde).

Tout ce travail sur le χ^2 me permet aussi de tracer des cartes 2D à deux paramètres libres, afin de mieux voir la dépendance des paramètres variables entre eux. Ci-dessous, exemple (Fig.5.7) de carte χ^2 à paramètres v_{eq} & i fixes et à paramètres PA_{rot} & R_{eq} libres, pour des simulations de ϕ_{diff} sur l’étoile Achernar.

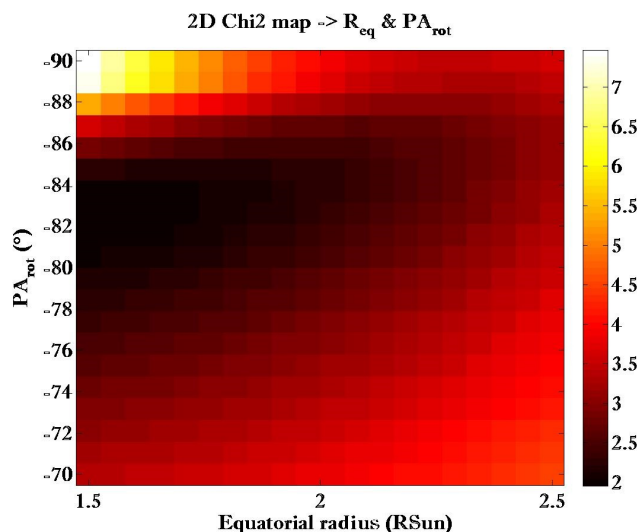


FIGURE 5.7 – Exemple de carte 2D de χ^2 ajusté sur des ϕ_{diff} d’Achernar, avec un v_{eq} et un i fixés respectivement à 282 km.s^{-1} et 57° et une résolution de 128×128 pix, pour une variation de PA_{rot} et R_{eq} sur 20 points chacun. On observe clairement le minimum du χ^2 ici (la partie sombre en haut à gauche).

Il faut rappeler que j’ai décidé d’utiliser uniquement la ϕ_{diff} dans mes ajustements, car et comme j’ai l’ai expliqué à la fin du Chap.3, cette mesure interférométrique reste celle qui détient le plus d’informations sur l’étoile, particulièrement quand celle-ci est peu résolue. Ainsi, ci-après est présentée ma principale contribution dans le cadre de mon travail de thèse,

ce qui est aussi mon premier papier A&A en tant que premier auteur.

Beyond the diffraction limit of optical/IR interferometers. [★]

II. Stellar parameters of rotating stars from differential phases

M. Hadjara^{1,2}, A. Domiciano de Souza¹, F. Vakili¹, S. Jankov³, F. Millour¹, A. Meilland¹, Z. Khorrami¹, A. Chelli⁴,
C. Baffa⁵, K.-H. Hofmann⁶, S. Lagarde¹, and S. Robbe-Dubois¹

¹ Laboratoire J.L. Lagrange - UMR 7293- Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Campus Valrose, 06108 Nice cedex 2, France

² Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG) Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie

³ Astronomical Observatory, Volgina 7, P.O.Box 74 11060 Belgrade, Serbia

⁴ UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

⁵ INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi, 5, 50125 Firenze, Italy

⁶ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

Accepted

ABSTRACT

Context. As previously demonstrated on Achernar, one can derive the angular radius, rotational velocity, axis tilt, and orientation of a fast-rotating star from the differential phases obtained by spectrally resolved long baseline interferometry using earth-rotation synthesis.

Aims. We applied this method on a small sample of stars for different spectral types and classes, in order to generalize the technique to other rotating stars across the H-R diagram and determine their fundamental parameters.

Methods. We used differential phase data from the AMBER/VLTI instrument obtained prior to refurbishing its spectrometer in 2010. With the exception of Fomalhaut, which has been observed in the medium-resolution mode of AMBER ($\lambda/\delta\lambda \approx 1500$), our three other targets, Achernar, Altair, and δ Aquilae offered high-resolution ($\lambda/\delta\lambda \approx 12000$) spectro-interferometric data around the Bry absorption line in K band. These data were used to constrain the input parameters of an analytical, still realistic model to interpret the observations with a systematic approach for the error budget analysis in order to robustly conclude on the physics of our 4 targets. We applied the super resolution provided by differential phases ϕ_{diff} to measure the size (equatorial radius R_{eq} and angular diameter \mathcal{D}_{eq}), the equatorial rotation velocity (V_{eq}), the inclination angle (i), and the rotation axis position angle (PA_{rot}) of 4 fast-rotating stars: Achernar, Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut. The stellar parameters of the targets were constrained using a semi-analytical algorithm dedicated to fast rotators SCIROCCO.

Results. The derived parameters for each star were $R_{\text{eq}} = 11.2 \pm 0.5R_{\odot}$, $V_{\text{eq}} \sin i = 290 \pm 17 \text{ km.s}^{-1}$, $PA_{\text{rot}} = 35.4^{\circ} \pm 1.4^{\circ}$, for Achernar; $R_{\text{eq}} = 2.0 \pm 0.2R_{\odot}$, $V_{\text{eq}} \sin i = 226 \pm 34 \text{ km.s}^{-1}$, $PA_{\text{rot}} = -65.5^{\circ} \pm 5.5^{\circ}$, for Altair; $R_{\text{eq}} = 2.2 \pm 0.3R_{\odot}$, $V_{\text{eq}} \sin i = 74 \pm 35 \text{ km.s}^{-1}$, $PA_{\text{rot}} = -101.2^{\circ} \pm 14^{\circ}$, for δ Aquilae; and $R_{\text{eq}} = 1.8 \pm 0.2R_{\odot}$, $V_{\text{eq}} \sin i = 93 \pm 16 \text{ km.s}^{-1}$, $PA_{\text{rot}} = 65.6^{\circ} \pm 5^{\circ}$, for Fomalhaut. They were found to be compatible with previously published values from differential phase and visibility measurements, while we were able to determine, for the first time, the inclination angle i of Fomalhaut ($i = 90^{\circ} \pm 9^{\circ}$) and δ Aquilae ($i = 81^{\circ} \pm 13^{\circ}$), and the rotation-axis position angle PA_{rot} of δ Aquilae.

Conclusions. Beyond the theoretical diffraction limit of an interferometer (ratio of the wavelength to the baseline), spatial super resolution is well suited to systematically estimating the angular diameters of rotating stars and their fundamental parameters with a few sets of baselines and the Earth-rotation synthesis provided a high enough spectral resolution.

Key words. Stars: rotation – Stars: individual: Achernar, Altair, δ Aquilae & Fomalhaut – Methods: observational, numerical
Techniques: interferometric, high angular resolution

1. Introduction

The rotation of stars can reach more than 80% of their critical or breakup velocity $v_c = \sqrt{GM/R_c}$ in some specific cases. Here, G is the gravitational constant, M the mass of the star, and R_c the equatorial radius at this velocity. The Eddington factor can be ignored in the case of the stars studied in this paper

Send offprint requests to: M. Hadjara

[★] Based on observations performed at the European Southern Observatory, Chile under ESO AMBER-consortium GTO program IDs 084.D-0456 081.D-0293 and 082.C-0376.

Correspondence to: Massinissa.Hadjara@oca.eu

presenting low luminosity. Fast-rotating stars exhibit a number of peculiar characteristics, such as geometrical flattening, coupled with gravitational darkening (von Zeipel 1924), making the poles apparently hotter than the equator. Gravity darkening has a profound impact on the physics of the star, with important observational consequences. For example, the models from Collins & Sonneborn (1977) indicate a two-component spectral energy distribution (SED) for these stars, with an infrared excess due to gravity darkening. It is therefore not easy to place these stars in one single spectral classification, since the observed SED depends on their rotational velocity and inclination angle (Maeder & Peytremann 1972). In addition, rotation-induced mechanisms,

such as meridional circulation or turbulence, may affect the internal structure of the star and its evolution (Meynet 2009). Thus, fast rotators can be considered as a physics laboratory for studying the impact of rotation on the stellar structure and evolution.

Optical-Long Baseline Interferometry (OLBI) is a key observing technique for directly constraining the stellar diameter and the so-called von Zeipel effect (von Zeipel 1924; Domiciano de Souza et al. 2003; McAlister et al. 2005; Aufdenberg et al. 2006; Peterson et al. 2006; Monnier et al. 2007; Zhao et al. 2009; Che et al. 2011; van Belle 2012; Delaa et al. 2013). The study of rotation across the H-R diagram may also give information on the internal structure of stars of different spectral types and luminosity classes and the physics of their atmosphere (Espinosa Lara & Rieutord 2011).

OLBI is classically based on measuring visibility amplitudes at different baselines to determine the angular size of the target being observed. However, when a rotating star is studied with spectrally resolved interferometry, the Doppler shift across a line, which implicitly contains spatial information, together with the change in the photocenter relative to this shift (Lagarde 1994), can measure the angular size of the visible hemisphere of the star.

In addition, spectrally resolved long-baseline interferometry -also called differential interferometry (DI) (Petrov 1989; Lachaume 2003) once combined with Earth-rotation synthesis and/or the use of simultaneous baselines from three or more telescopes, offers new possibilities for observing the details of rotationally flattened stars and directly checking whether the von Zeipel effect applies to different spectral types and luminosity classes (van Belle 2012). The application of DI in practice demands, however, special data analysis to access the so-called differential phase (Vakili et al. 1998), which in turn needs appropriate calibration procedures that go beyond the usual traditional angular diameter estimates versus visibility curves extrema and/or zeros.

This paper scrutinizes four stars of different spectral types, namely:

- Achernar (α Eridani, B6Vep spectral type),
- Altair (α Aquilae, A7V spectral type),
- δ Aquilae (HD182640, F0IV spectral type)
- Fomalhaut (α Piscis Austrini, A4V spectral type).

These stars were observed using DI with the AMBER focal instrument of the VLTI (Petrov et al. 2007). This comparative study focuses on the rotational characteristics of these stars. To interpret these data, we developed a dedicated analytical model called SCIROCCO (Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects, (Hadjara et al. 2012, 2013)) in order to derive the fundamental and geometrical parameters of our sample of stars.

The present paper is organized as follows: we first introduce the stars, their observations, and data reduction (Sect. 2). We recall the principles of differential phase measurements and present the SCIROCCO model (Sect. 3). In Sect. 4, we validate the SCIROCCO model, comparing it with previously reported measures of Achernar. We then determine the parameters of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut in Section 5. These results, together with future applications of SCIROCCO, are discussed for a broader study of fast-rotating stars with AMBER/VLTI interferometry across the HR diagram (Section 6).

2. Observations and data reduction

2.1. The sample stars

The data of the four studied stars in this paper are available from ESO archive. Achernar (α Eri, HR 472, HD 10144) is a rotationally flattened Be star with an oblateness ratio reported between 1.41 and 1.56 typically with 3% accuracy (Domiciano de Souza et al. 2003). Subsequent studies (Kervella & Domiciano de Souza 2006) considered a polar mass-loss component added to the photospheric disk, for a star with rotational parameter $V_{\text{eq}} \sin i = 225 \text{km.s}^{-1}$ (from previous spectroscopic estimates by Slettebak (1982)). Then a small residual disk (Carciofi et al. 2008) and/or the presence of a companion by Kervella et al. (2008) were invoked to explain the apparent strong flattening for Achernar from interferometric asymmetric data. However, Kanaan et al. (2008) considered the circumstellar environment (CSE) contribution as important for explaining the strong flatness. Overall, Domiciano de Souza et al. (2012) (Paper I), gave the recent parameters of Achernar as for its equatorial radius to be $11.6R_{\odot}$, its equatorial velocity 298km.s^{-1} , the inclination 101° and the position angle 34.7° .

Altair (α Aql, HR 7557, HD 187642) is a bright ($V = 0.77$) A7IV-V star (Johnson & Morgan 1953) that is known to be a rapid rotator (240km.s^{-1} from Slettebak (1955)). These characteristics, together with its location (close to celestial equator, therefore observable in both the northern and southern hemispheres), make Altair a prime target among the fast rotators. For example, Buzasi et al. (2005) show that it is a variable of the δ Scuti type by detecting several oscillating frequencies in this star. Several interferometric and spectroscopic observations indicate a $V_{\text{eq}} \sin i$ value between 190km.s^{-1} and 250km.s^{-1} (Abt & Morrell 1995; van Belle et al. 2001; Royer et al. 2002; Reiners & Royer 2004b, among others). Domiciano de Souza et al. (2005) used the interferometer VINCI/VLTI and a model for fast rotators, including Roche approximation, limb-darkening, and von Zeipel gravity-darkening, to find the same value of $V_{\text{eq}} \sin i = 227 \text{km.s}^{-1}$ as in Reiners & Royer (2004a), who used spectroscopy for determine the constraints on Altairs inclination angle and differential rotation from the global rotational broadening profile derived from about 650 spectral absorption lines. Most recently, Monnier et al. (2007) have reconstructed an image of the surface of Altair from CHARA observations, inferring several fundamental parameters: inclination, position angle, effective temperature, and radii of the pole and of the equator. They derived the values of $V_{\text{eq}} \sin i = 240 \text{km.s}^{-1}$ & 241km.s^{-1} .

The source δ Aquilae A (δ Aql, HR 7377, HD 182640) is a subgiant F0IV star (Cowley & Fraquelli 1974). Using a model atmosphere analysis of spectroscopic binaries and multiple star systems, Fuhrmann (2008) determined that the mass of this star is $1.65M_{\odot}$, and its radius is $2.04R_{\odot}$. Looking for signatures of differential rotation in line profiles, Reiners (2006) found an effective temperature of $7016K$. The star δ Aquilae A presents non-radial pulsations and is a Delta Scuti variable that in addition is spinning rapidly with a $V_{\text{eq}} \sin i$ estimated around 89km.s^{-1} (Mantegazza & Poretti 2005).

Fomalhaut (α PsA, HR 8728 ,HD 216956) is a young A4V star. As the nineteenth brightest star in the sky, it is one of the closest main sequence star surrounded by a spatially resolved debris disk with an inclined ring of about 140 AU in radius (Holland et al. 2003; Stapelfeldt et al. 2004). With HST/ACS imaging, under the assumption that the disk is intrinsically circular, Kalas et al. (2005) estimated the disk inclination $i_{\text{disk}} = 65^{\circ}.9 \pm 0.4^{\circ}$ and the position angle of $PA_{\text{disk}} = 156^{\circ} \pm 0.3^{\circ}$.

Kalas et al. (2008) confirm the presence of a planetary companion. Royer et al. (2007) estimated the equatorial velocity $V_{\text{eq}} = 93\text{km.s}^{-1}$ and Di Folco et al. (2004) find the equatorial radius $R_{\text{eq}} = 1.1\text{mas}$ ($1.8R_{\odot}$). Recently, Le Bouquin et al. (2009) used the spectrally resolved near-IR long baseline interferometry to obtain spectro-astrometric measurements across the $B\gamma$ absorption line, to find a position angle $PA_{\text{star}} = 65^{\circ} \pm 0.3^{\circ}$ for the stellar rotation axis, perpendicular to the literature measurement for the disk position angle ($PA_{\text{disk}} = 156^{\circ}.0 \pm 0.3^{\circ}$), and they suggest backward-scattering properties for the circumstellar dust grains. However, they did not infer the star’s radius from their measurements, which we do in this article with the same dataset.

2.2. The observations

All the above stars were observed with the AMBER/VLTI instrument located at Cerro Paranal, Chile, with the Auxiliary Telescopes (ATs). They were observed using the high spectral resolution mode of AMBER ($\lambda/\Delta\lambda \approx 12000$) with the exception of Fomalhaut, observed using the medium spectral resolution mode ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1500$). Table 1 provides the observation log of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut. The UV coverage for all studied stars is provided in in Fig.1. The Achernar’s observations (that are not included in Table 1 below) are the same as in Paper I.

Table 1. VLTI/AMBER observations of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut with details on the dates, times, and baseline triplets. The calibration stars are hd184406, 88Aqr, and γ Scl.

Object	Date & time	Baseline length B_{proj} (m)	Baseline PA $PA(^{\circ})$
Altair → Observation with AT Triplet K0-G1-A0:			
Altair	2008-05-04T09:50	80,87,127	-148,-68,-106
hd184406	2008-05-04T10:28	85,79,127	-145,-67,-108
δ Aquilae → Observation with AT Triplet K0-G1-A0:			
hd184406	2008-05-05T09:08	79,89,125	-150,-67,-106
δ Aquilae	2008-05-05T09:49	85,84,128	-148,-66,-107
Fomalhaut → Observation with AT Triplet G1-D0-H0:			
Fomalhaut	2008-12-05T00:20	70,59,71	-32,83,18
88Aqr	2008-12-05T01:13	66,55,71	-26,82,20
Fomalhaut	2008-12-05T01:30	68,50,69	-20,91,23
γ Scl	2008-12-05T01:48	69,51,68	-20,93,23
Fomalhaut	2008-12-05T02:06	68,44,68	-13,96,25
88Aqr	2008-12-05T02:24	63,43,70	-13,87,25
Fomalhaut → Observation with AT Triplet K0-G1-A0:			
Fomalhaut	2008-12-08T02:15	76,76,81	-138,-24,-81
88Aqr	2008-12-08T02:31	80,68,79	-141,-25,-91
Fomalhaut	2008-12-09T00:10	87,86,117	-144,-49,-97
88Aqr	2008-12-09T00:27	89,83,117	-145,-51,-100
Fomalhaut	2008-12-09T00:40	85,84,110	-142,-43,-93
88Aqr	2008-12-09T00:58	87,78,107	-143,-44,-97
Fomalhaut	2008-12-09T01:31	80,79,94	-139,-33,-87
γ Scl	2008-12-09T01:51	79,81,95	-138,-32,-84

2.3. Instrumental biases trouble-shooting and data calibration

The differential phase ϕ_{diff} obtained from AMBER data reduction algorithm is related to the object’s Fourier phase ϕ_{obj} by (e.g., Millour et al. (2011, 2006)):

$$\phi_{\text{diff}}(u, v) = \phi_{\text{obj}}(u, v) - a(u, v) - b(u, v)/\lambda. \quad (1)$$

Where the spatial frequency coordinates u and v depend on the wavelength λ , the projected baseline length B_{proj} and the baseline position angle PA (from north to east; $u = B_{\text{proj}} \sin(PA)/\lambda$ and $v = B_{\text{proj}} \cos(PA)/\lambda$). The parameters a and b correspond to an offset and a slope, given in appropriate units.

Data have been reduced using version 3.1 of the amdlb software (Chelli et al. 2009; Tatulli et al. 2007). We adopted a standard frame selection based on fringe S/N (Millour et al. 2007) and kept the 50% best frames calibrated later using appropriate software by Millour et al. (2008). The visibility amplitudes could not be reliably calibrated due to too chaotic a transfer function. Indeed, FINITO did not provide the additional data necessary at that time to properly calibrate the absolute visibilities. Our final dataset include the source spectrum, differential visibilities, differential phases, and closure phases.

Owing to the defective IRIS-feeding dichroic plate in the VLTI optical train in front of AMBER, a high-frequency beating affected all our measurements (spectrum, visibilities, phases) and was also present in the calibrated data (Fig 2). Owing to the polarizing prisms of AMBER, a low-frequency beating (AMBER “socks”) was also present in our data. The high-frequency beating appears at a specific frequency in the wave-number domain. We removed it by Fourier filtering at that specific frequency. The second beating was corrected by subtracting a sine wave fit to the continuum signal.

We performed a wavelength calibration by using the positions of telluric lines. We normalized the spectrum by adjusting and dividing a fourth order polynomial to the continuum. Fig. 2 (top) shows a comparative example of the AMBER differential phases before and after processing, while Fig. 2 (bottom) shows dynamical differential phases before and after removing of the instrumental biases.

Our final data set consists of:

- Altair: 6 (= 2×3 baselines) $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ curves centered on Br γ ,
- δ Aquilae: 6 (= 2×3 baselines) $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ curves centered on Br γ ,
- Fomalhaut: 18 (= 6×3 baselines) $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ curves centered on Br γ ,
- Achernar: the same 84 (= 28×3 baselines) $\phi_{\text{diff}}(\lambda)$ curves as in paper I, used here for reference to our analytical model.

The high spectral resolution mode of AMBER ($\lambda/\Delta\lambda = 12000$) leads to a velocity resolution of $\approx 25\text{km.s}^{-1}$, while the medium-resolution mode ($\lambda/\Delta\lambda = 1500$) leads to the velocity resolution of $\approx 200\text{km.s}^{-1}$. Projected equatorial rotational velocities $V_{\text{eq}} \sin i$ above $\sim 150\text{km.s}^{-1}$ would ensure that inside the $B\gamma$ line, the attained resolution is ~ 12 individual spectral canals in high resolution and two spectral canals in the middle resolution observational mode. In such cases, rotation effects need to be accounted for when modeling phase signatures in order to be consistent with the physics of the studied star.

3. SCIROCCO code for modeling rotating stars

To interpret these spectro-interferometric observations; we developed a chromatic semi-analytical model for fast rotators: SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects. The code, implemented in MatLab¹, allows computing monochromatic intensity maps of uniformly rotating, flattened, and gravity-darkened stars from a semi-analytical approach. SCIROCCO is described below, and

¹ MATrix LABoratory

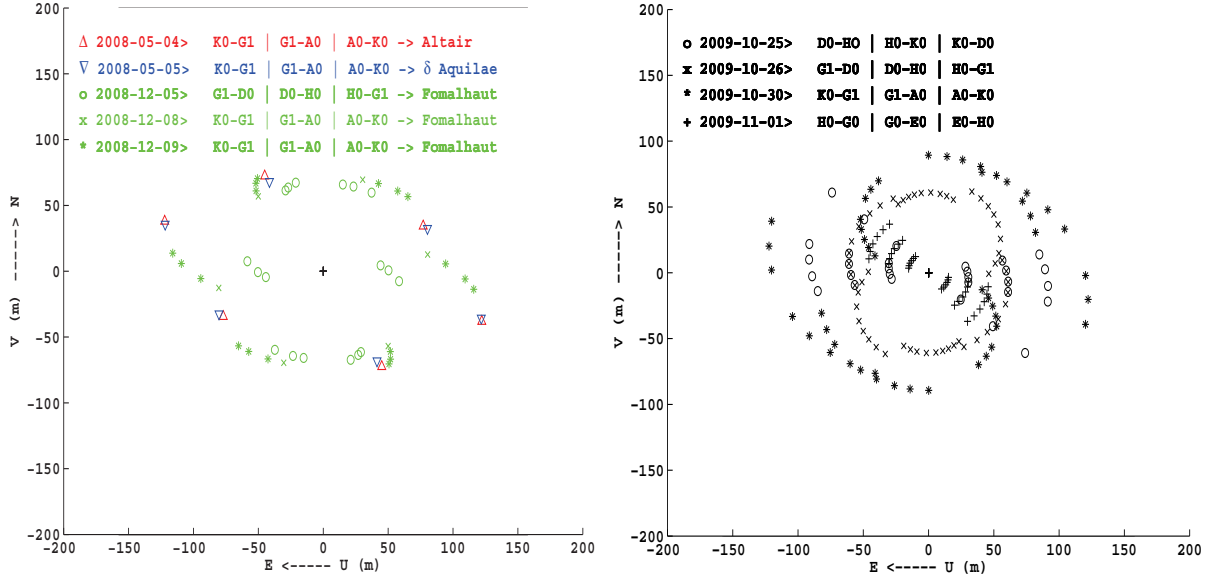


Fig. 1. Left: Baselines and the corresponding (u, v) coverage of VLTI/AMBER observations of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut. Earth-rotation synthesis spanned over ~ 1.5 h/night for δ Aquilae and Altair and ~ 5 h/night for Fomalhaut. **Right:** The same data for Achernar, where Earth-rotation synthesis spanned over ~ 5 h/night. Notice the rather dense sampling of the Fourier space for the target stars.

in the next section it is used to investigate the dependence of observed interferometric differential phases of the four stars on the relevant input physical parameters.

3.1. Surface shape

The stellar surface is analytically described by an oblate ellipsoid of revolution with the semi-minor axis R_p in the direction of the rotation axis and semi-major axis given by the equatorial radius R_{eq} . The polar-to-equatorial radii ratio is taken from the Roche model (Domiciano de Souza et al. 2002):

$$\frac{R_p}{R_{eq}} = 1 - \frac{V_{eq}^2 R_p}{2GM} = \left(1 + \frac{V_{eq}^2 R_{eq}}{2GM} \right)^{-1} \quad (2)$$

where G is the gravitational constant, V_{eq} the equatorial linear rotation velocity, and M the mass of the star.

The minor-to-major axis ratio of the oblate spheroid projected onto the sky plane (apparent ellipse) depends on the polar inclination angle i and the orientation of the ellipse, which is defined by the position angle PA_{rot} of the minor (rotation) axis projected onto the sky (position angle of the minor axis).

3.2. Gravity darkening

Following the recent spectro-interferometric works on fast rotators, we consider a von Zeipel-like (von Zeipel 1924) form for the gravity darkening effect with a β coefficient:

$$T_{eff}(\theta) = \left(\frac{C}{\sigma} \right)^{0.25} g_{eff}^{\beta}(\theta) \quad (3)$$

where $T_{eff}(\theta)$ and $g_{eff}(\theta)$ are the effective surface temperature and gravity, which depend on the co-latitude θ ; β is the gravity darkening coefficient; and σ is the Stefan-Boltzmann constant. The constant C is given by

$$C = \frac{\sigma \bar{T}_{eff}^4 S_{\star}}{\int g_{eff}^{4\beta}(\theta) dS} \quad (4)$$

where \bar{T}_{eff} is the average effective temperature over the stellar surface (ellipsoidal surface in our model) and S_{\star} the stellar surface. We adopt the Roche model expression for the effective gravity $g_{eff}(\theta)$, but considering the equation of the oblate ellipsoid of revolution for the dependence of the radius with co-latitude θ . Given this definition of $g_{eff}(\theta)$, the gravity darkening is totally defined by the above equations with input parameters \bar{T}_{eff} and β .

3.3. Continuum intensity map

Once the local effective temperature $T_{eff}(\theta)$ is defined, the specific intensity maps in the continuum $I_c(\theta, \phi)$ (continuum specific intensity at each visible pixel of the stellar surface) are given by

$$\frac{I_c(\lambda, \theta, \phi)}{I_0(\lambda, T_{eff})} = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k(\lambda) (1 - \mu(\theta, \phi)^{\frac{k}{2}}) \quad (5)$$

where (θ, ϕ) are the (co-latitude, longitude) coordinates on the stellar surface, I_0 is approximated by the analytical (black body) Planck function, and $\mu(\theta, \phi)$ is the cosine of the angle between the normal to the surface at a given point and the observer's direction. Limb darkening is analytically included following the four-parameter prescription from Claret (2000a), where the limb-darkening coefficients a_k are chosen from tabulated values for a given photometric band, local effective gravity, and temperature. In this paper we consider solar metallicity and turbulent velocity of 2 km/s for the limb-darkening parameters.

3.4. Intensity map in photospheric absorption lines

The specific intensity maps $I(\lambda, \theta, \phi)$ across photospheric absorption lines are computed as the product of the continuum specific intensity $I_c(\lambda, \theta, \phi)$ defined above and a local normalized intensity profile H , which can vary over the stellar surface

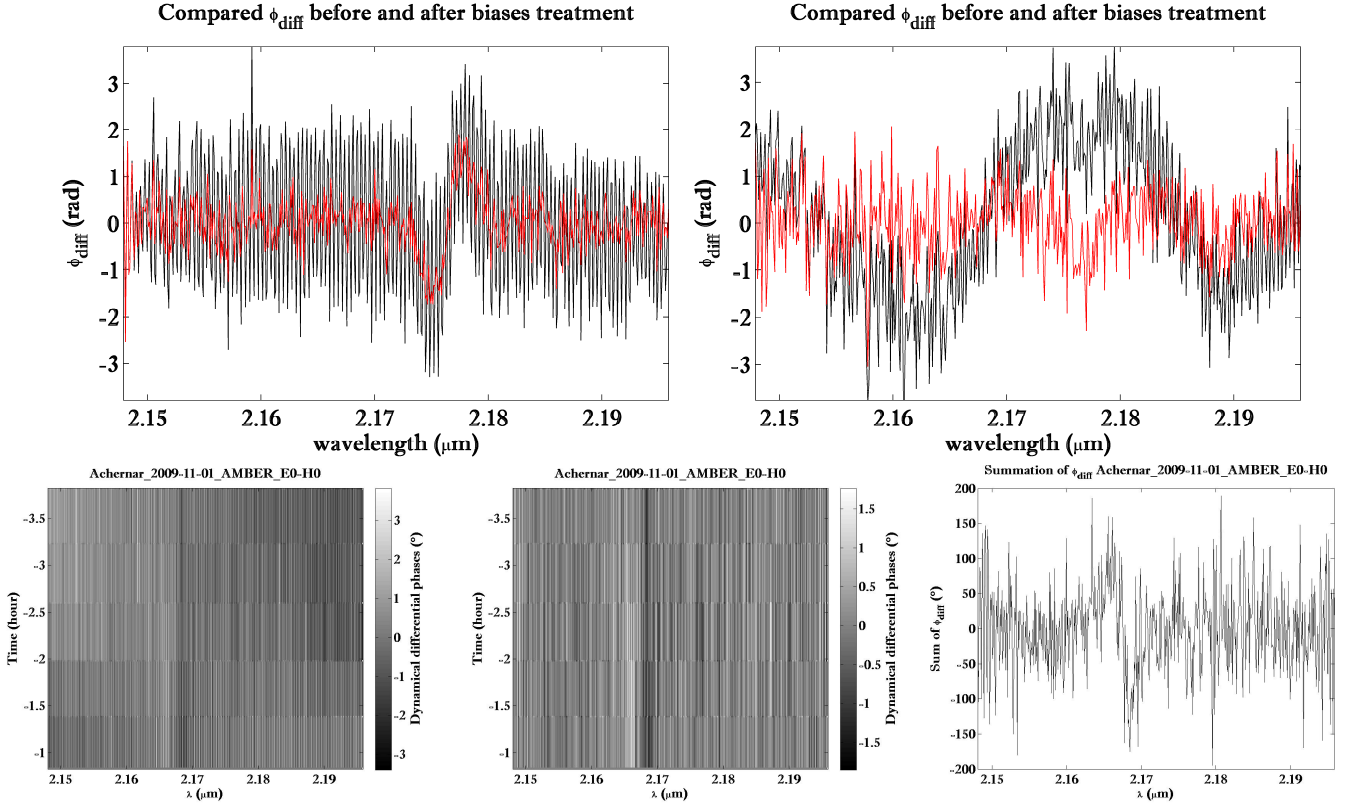


Fig. 2. Top: AMBER instrumental fringing effect on the differential phases as a function of wavelength; **Left:** Achernar’s differential phases showing high-frequency beating (black line), and the same filtered out (red line). **Right:** Same as for Altair. **Bottom:** **Left:** Achernar’s dynamical differential phases before removing the fringing effect, for the the observing night of 2009 Nov 01, for the E0-H0 baseline. **Center:** After bias removal, the rotation effect around the Brackett γ line becomes more visible as a dark vertical strip next to a bright vertical strip. **Right:** By projecting the differential phases as a function of wavelength, one gets the typical s-shaped effect as a function of wavelength.

both because of rotational Doppler shift, and gravity darkening I is thus given by

$$I(\lambda, \theta, \phi) = I_c(\lambda, \theta, \phi) H\left(\lambda + \lambda_0 \frac{V_{\text{proj}}(\theta, \phi)}{c}, \theta, \phi\right) \quad (6)$$

where V_{proj} is the surface rotational velocity projected onto the observer’s direction, c is the vacuum light velocity, and λ_0 the central wavelength of the line profile.

The local profile H over the stellar surface is interpolated from synthetic spectra calculated with the SYNSPEC code based on stellar atmosphere models from the Kurucz ATLAS9 grid (Kurucz 1970; Hubeny & Lanz 1995), computed with the tabulated closest values $[T_{\text{eff}}, \log g]$ according to the co-latitude deduced by SCIROCCO. Figure 3 depicts examples of local profiles interpolated from the adopted spectral synthesis code.

Once the specific intensity maps on the photospheric lines are computed, the spectro-interferometric observables are directly obtained as spectra and photocenters, and by Fourier transformations, which provide visibility amplitudes, phases, and closure phases (examples are given in the bottom row of Fig. 4). Thus we can give feedback on the input model parameters by comparing the synthesized observable quantities to spectro-interferometric measures within the error bars. The relevant input parameters of our model for fast-rotating stars are

- the equatorial radius R_{eq} ,
- the stellar mass M ,
- the inclination angle i and the equatorial rotation velocity V_{eq} (or alternatively $V_{\text{eq}} \sin i$),

- the mean effective temperature on the stellar surface \bar{T}_{eff} ,
- the gravity-darkening coefficient β ,
- the stellar distance d (to convert from linear to angular sizes).

For Fig. 4 we define a reference using the stellar model similar to Achernar (exactly as in our Paper I): $R_{\text{eq}} = 11R_{\odot}$, $d = 50pc$, $V_{\text{eq}} \sin i = 250\text{km.s}^{-1}$, $i = 60^{\circ}$, $M = 6.1M_{\odot}$, $\bar{T}_{\text{eff}} = 15000K$, $PA_{\text{rot}} = 0^{\circ}$ (north direction), $\beta = 0.25$ (theoretical value for radiative stellar envelopes; von Zeipel (1924)), no differential rotation, with gravity darkening and limb darkening effects & Kurucz/Synspec line profile. These parameters correspond to V_{eq} equal to 90% of the critical velocity V_{crit} , $R_{\text{eq}}/R_p = 1.4$ and an equatorial angular diameter $\mathcal{D}_{\text{eq}} = 2R_{\text{eq}}/d = 2mas$. To be compatible with the AMBER observations presented in Paper I, the simulations were performed around the hydrogen Br_{γ} line, $B_{\text{proj}} = 75m$ and $150m$, $PA = 45^{\circ}$ and 90° , and $\lambda/\Delta\lambda = 12000$.

Examples of maps of projected velocity and specific intensity in the continuum and in the line are shown in the top row of Fig. 4. The second row represents the 2D maps of the visibility modulus and visibility phase, photocenters (or centroid: the first-order term of the phase according to Mac Lauren development, Jankov et al. (2001)), and normalized spectra deduced from the monochromatic intensity maps.

4. Validation of SCIROCCO on VLTI/AMBER differential phases of Achernar

To test and validate our semi-analytical code, we performed a χ^2 minimization using the VLTI/AMBER differential phase data

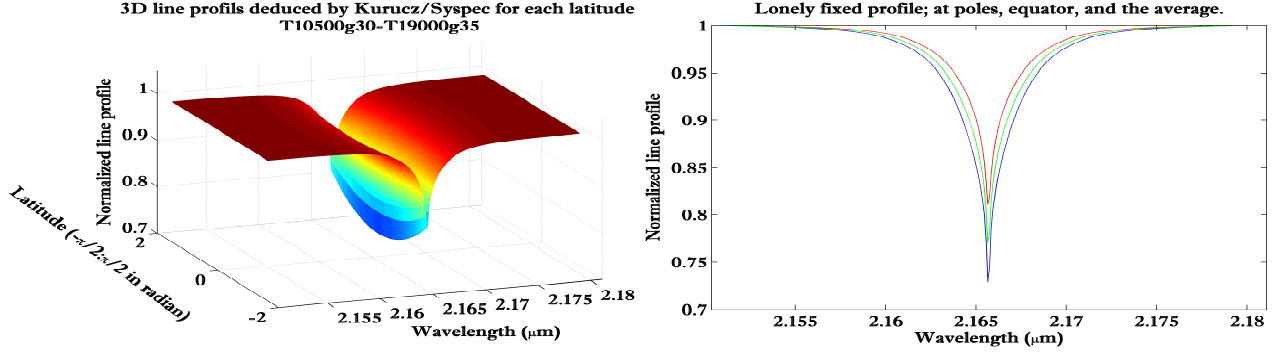


Fig. 3. **Left:** 3D Brackett γ local line profile representation for a star with $[\overline{T}_{\text{eff}}, \log g]_{\text{pole}} = [10500\text{K}, 30\text{cm/s}^2]$ at the poles and $[\overline{T}_{\text{eff}}, \log g]_{\text{eq}} = [19000\text{K}, 35\text{cm/s}^2]$ at the equator from Kurucz/Syspec model. The polar line profiles (in the board) have less amplitude than the equatorial one in the middle. **Right:** 3 panels of 1D cuts of the same 3D figure at different latitudes; at the poles (red line), at the equator (blue) and the average (in green).

recorded on Achernar (c.f. Sect. 2.1) and previously analyzed by Domiciano de Souza et al. (2012) (in Paper I).

The χ^2 minimization was performed using a free Matlab implementation (from Matlab central file exchange) that we adapted for our needs using the generalized nonlinear non-analytic chi-square fitting code, developed by N. Brahm². This code performs a fit to the measurements with known errors, and can use several Matlab library toolbox, such as the Levenberg-Marquardt (LM) algorithm for faster convergence. We used the Monte Carlo method to confirm that the parameter uncertainties are normally distributed (Bevington & Robinson 2002) in order to fit the simulated differential phases to the observations and to constraint the free parameters and their uncertainties. The free parameters are R_{eq} , V_{eq} , i , and PA_{rot} . For our four stars cited in the introduction (Sect. 1), the VLTI/AMBER ϕ_{diff} observations were analyzed with the numerical model SCIROCCO presented in Sect. 3.

The limb-darkening parameters are fixed assuming the Claret function (Claret 2000a), as cited in the Sect.3 and summarized in the Table 2. The gravity darkening coefficient β has been fixed using the predicted theoretical relation between β and temperature from Claret (2000b, 2012), as well as recent observational results. Based on the similar β value found for studied rapid rotators (including β Cas, which has spectral type F2III-IV, close to δ Aql), Che et al. (2011) recommend adopting a new standard $\beta = 0.19$ for future modeling of rapidly rotating stars with radiative envelopes. However, here (as well as in Paper I) we use the value $\beta = 0.2$, since this number of significant digits is consistent with our results, showing that ϕ_{diff} is not very sensitive to β and to the relative uncertainties $\sim 10\%$ in the derived parameters. The model parameters that were held fixed, following Paper I, are shown in Table 3. Following Espinosa Lara & Rieutord (2011), which established the relation between the gravity darkening coefficient and the flatness of the star (see Fig.4 of this paper), we deduced $\beta = 0.15$ for Achernar, with which we have obtained similar results with $\beta = 0.2$.

Figures 5 to 7 (available in online format) show the best-fit ϕ_{diff} , together with the corresponding observations of Achernar. The best-fit values of the free parameters found with the LM algorithm are given in Table 3. As shown in these table and figures, best-fit model parameters and differential phases agree with the results from Paper I, within the measured uncertainties.

² <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9592-generalized-nonlinear-non-analytic-chi-square-fitting>

Table 2. Limb-darkening parameters adopted for Achernar.

Parameters	Value
Turbulent velocity VT	2 km.s^{-1}
$\log g$	3 to 3.5 cm/s^2
Claret T_{eff}	11500 to 19000 K
Metallicity	0
Spectral filter	K

5. SCIROCCO fitting of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut

The free parameters adopted for Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut model-fitting are R_{eq} , V_{eq} , i , and PA_{rot} . They were calculated from previous works cited in the Sect.3. The limb-darkening parameters are fixed assuming the Claret function (Claret 2000a), as described in Sect.3, and are summarized in Table 4. The remaining model parameters were held fixed, as shown in Table 5. Still following Espinosa Lara & Rieutord (2011), we deduced $\beta = 0.19$ for Altair (exactly what we and Monnier et al. (2007) used). For δ Aquilae, and Fomalhaut we computed β around 0.24, and for these values we also obtained similar results to $\beta = 0.2$ for these two last stars.

Table 4. Limb-darkening parameters adopted, respectively, left to right, for Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut.

Parameters	Altair	δ Aquilae	Fomalhaut
	Values		
Turbulent velocity VT	2 km.s^{-1}	2 km.s^{-1}	2 km.s^{-1}
$\log g$	4 cm/s^2	3.5 cm/s^2	4.5 cm/s^2
Claret T_{eff}	7250 to 9000 K	7250 K	8750 to 9000 K
Metallicity	-0.2	0	0
Spectral filter	K	K	K

The best-fit values of the free parameters found with the LM algorithm are given in Table 5 as well. Figures 8 & 9 show the best-fit ϕ_{diff} , together with the corresponding observations of δ Aquilae, and Fomalhaut. The uncertainties of the parameters estimated by the LM algorithm are $\approx 1\%$.

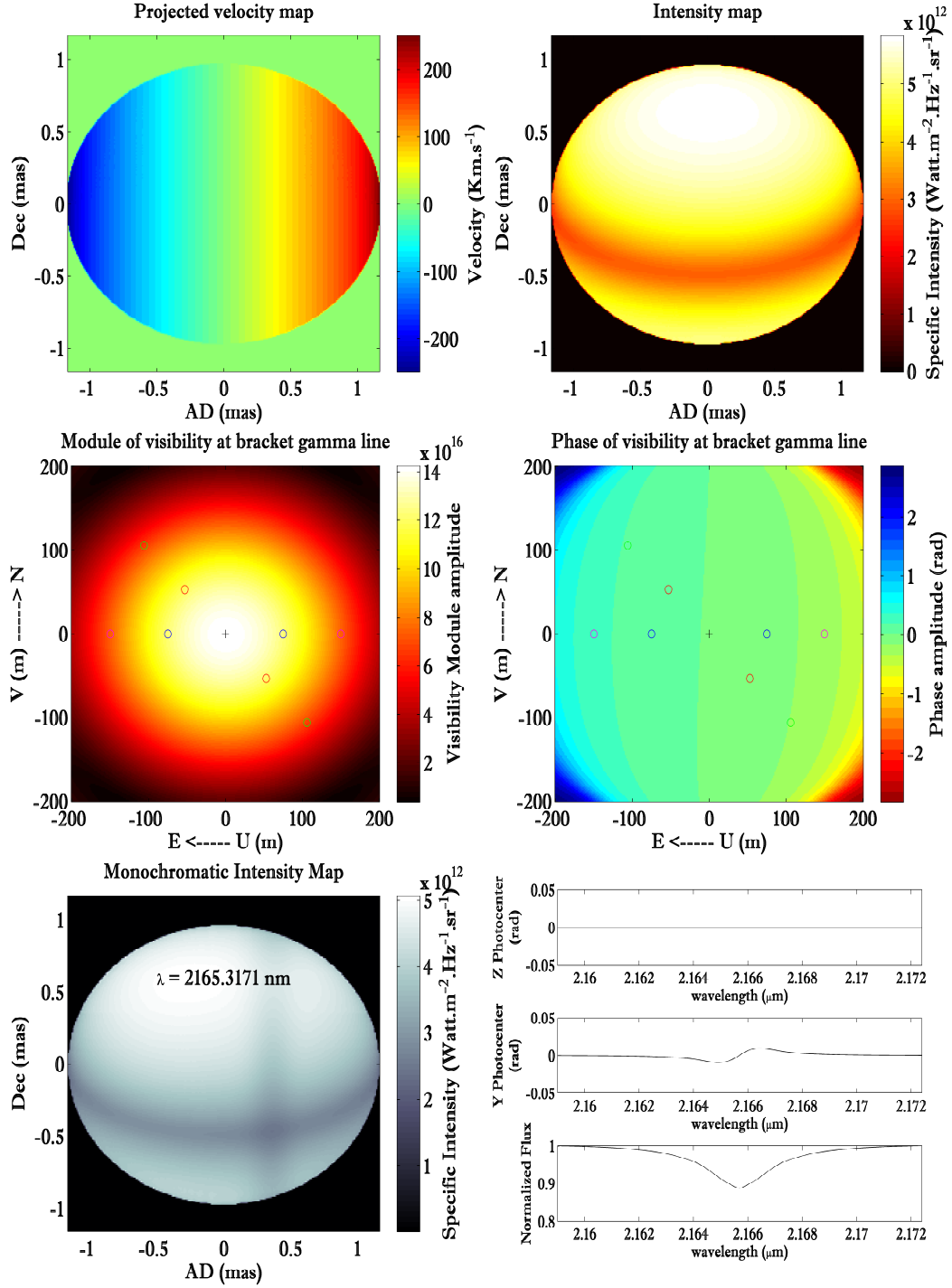


Fig. 4. **Top-left:** Velocity map of the same model (inclination 60° , orientation 0°). Then for the simulated rotation a rigid body is assumed, and a velocity around 90% of the critical velocity of the star. **Top-right:** Simulated intensity map in the continuum assuming von Zeipel gravity and limb-darkening effects where the poles are brighter than at the equator. **Center-left:** Corresponding 2D map of the visibility modulus, where the four interferometric baselines cited above are represented by circles: ($[75m, 45^\circ]$ in red circle, $[150m, 45^\circ]$ in green circle, $[75m, 90^\circ]$ in blue circle and $[150m, 90^\circ]$ in magenta circle). **Center-right:** Same as for the 2D map of the visibility phase. ($[75m, 45^\circ]$ in red circle, $[150m, 45^\circ]$ in green circle, $[75m, 90^\circ]$ in blue circle and $[150m, 90^\circ]$ in magenta circle). **Bottom-left:** Monochromatic intensity map for a given Doppler shift across the Brackett spectral line. **Bottom-right:** *Top:* photo-center along the Z axis. (Z axis represents the declination & Y axis the right ascension.) *Middle:* Photo-center along Y (the photo-centers are in radians). *Bottom:* Normalized spectrum with the Brackett γ rotationally broadened line.

6. Conclusions & discussion

In this work we applied the super-resolution capabilities provided by differential interferometry to measuring size (equatorial radius and angular diameter), projected velocity, and position angle of rotation axis of four fast-rotating stars: Achernar,

Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut. Our analysis was based on spectro-interferometric differential phases recorded with the VLTI/AMBER beam combiner, operating in its high and medium spectral resolution modes and centered on the Br γ line. All targets are only partially resolved by the interferometer in

Table 3. Parameters and uncertainties estimated from a Levenberg-Marquardt fit of our model to the VLTI/AMBER ϕ_{diff} observed on studied stars, and compared with what we found in the literature.

Parameters	Previously studied stars	
	Achernar	
Best-fit parameter	Comparison of best fit values those from literature	
	In this paper	In the literature
Equatorial radius R_{eq}	$11.2 \pm 0.5 R_{\odot}$	$11.6 \pm 0.6 R_{\odot}$ ³
Equatorial rotation velocity V_{eq}	$295 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$	$298 \pm 9 \text{ km.s}^{-1}$ ³
Rotation-axis inclination angle i	$100.0 \pm 2.5^{\circ}$	$101.5 \pm 5.2^{\circ}$ ³
Rotation-axis position angle PA_{rot}	$35.4 \pm 1.4^{\circ}$	$34.9 \pm 1.6^{\circ}$ ³
χ^2	2.3003	
Fixed parameter	Value	
Distance d	44.1 pc ³	
Mass M	$6.1 M_{\odot}$ ³	
Surface mean effective temperature \bar{T}_{eff}	15000 K ³	
Gravity-darkening coefficient β	0.20 ³	
Derived parameter	Value	
Equatorial angular diameter \mathcal{D}_{eq}	$2.38 \pm 0.10 \text{ mas}$	
Equatorial-to-polar radii $R_{\text{eq}}/R_{\text{p}}$	1.42 ± 0.06	
$V_{\text{eq}} \sin i$	$290 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$	
$V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}}$	0.94 ± 0.03	
Polar effective temperature T_{pol}	$18728 \pm 327 \text{ K}$	
Equatorial effective temperature T_{eq}	$11243 \pm 1308 \text{ K}$	
Luminosity $\log L/L_{\odot}$	3.632 ± 0.044	

³ Domiciano de Souza et al. (2012), and references there in.

terms of fringe contrast (angular sizes $\sim 2 - 5$ lower than the theoretical angular resolution λ/B_{max}).

The stellar parameters of the targets were constrained using a semi-analytical model to interpret the observations: SCIROCCO. This simplified algorithm dedicated to fast rotators was validated by showing that it leads to results in agreement with previous values obtained from an independent analysis of the same differential phase observations of Achernar (Paper I).

The observations of Altair, δ Aquilae, and Fomalhaut were fitted with SCIROCCO to determine their R_{eq} (and \mathcal{D}_{eq}), $V_{\text{eq}} \sin i$, and PA_{rot} from the VLTI/AMBER differential phases alone. These parameters are in good agreement (within the uncertainties) with values found in the literature and derived from different observables, such as spectra, squared visibilities, and differential phases.

In this work, we were able to deduce the rotation-axis inclination angle i for δ Aquilae, and Fomalhaut ($i = 81 \pm 13^{\circ}$ & $90 \pm 9^{\circ}$, respectively) and the rotation-axis position angle $PA_{\text{rot}} = -101.2 \pm 14^{\circ}$ for δ Aquilae, information that we have not found in the literature.

This work demonstrates that we can use the methodology show in our Paper I for large specimens of fast rotators of different spectral types, and for several spectral interferometric observations.

The results from this work thus open new perspectives for using spectro-interferometry to study partially resolved fast-rotating stars with present interferometers in order to simultaneously measure their sizes, projected velocities, and position angles.

Acknowledgements. This research made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France, and of the NASA Astrophysics Data System Abstract Service. The author, M. Hadjara, acknowledges the support from the CRAAG Institut (Algeria), the Lagrange and OCA financial grants to carry on the present work, as well as the grants from the Fizeau European interferometry initiative (I2E). This research made use of the Jean-Marie Mariotti Center SearchCal service¹⁰ codeveloped by Lagrange and IPAG, and of the CDS

Astronomical Databases SIMBAD and VIZIER¹¹. This research made use of the AMBER data reduction package of the Jean-Marie Mariotti Center¹². Special thanks go to Romain Petrov for his precious advice.

References

- Abt, H. A. & Morrell, N. I. 1995, ApJS, 99, 135
 Aufdenberg, J. P., Mérand, A., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, ApJ, 645, 664
 Bevington, P. R. & Robinson, D. K. 2002, Data reduction and error analysis for the physical sciences (3rd edition) (McGraw-Hill)
 Buzasi, D. L., Bruntt, H., Bedding, T. R., et al. 2005, ApJ, 619, 1072
 Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41
 Che, X., Monnier, J. D., Zhao, M., et al. 2011, ApJ, 732, 68
 Chelli, A., Utrera, O. H., & Duvert, G. 2009, A&A, 502, 705
 Claret, A. 2000a, A&A, 363, 1081
 Claret, A. 2000b, A&A, 359, 289
 Claret, A. 2012, A&A, 538, A3
 Collins, II, G. W. & Sonneborn, G. H. 1977, ApJS, 34, 41
 Cowley, A. & Fraquelli, D. 1974, PASP, 86, 70
 Delaa, O., Zorec, J., Domiciano de Souza, A., et al. 2013, A&A, 555, A100
 Di Folco, E., Thévenin, F., Kervella, P., et al. 2004, A&A, 426, 601
 do Nascimento, Jr., J. D., Canto Martins, B. L., Melo, C. H. F., Porto de Mello, G., & De Medeiros, J. R. 2003, A&A, 405, 723
 Domiciano de Souza, A., Hadjara, M., Vakili, F., et al. 2012, A&A, 545, A130
 Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, A&A, 407, L47
 Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2005, A&A, 442, 567
 Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E., & Abe, L. 2002, A&A, 393, 345
 Espinosa Lara, F. & Rieutord, M. 2011, A&A, 533, A43
 Fuhrmann, K. 2008, MNRAS, 384, 173
 Hadjara, M., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., Millour, F., & Bendjoya, P. 2012, in SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 533–538
 Hadjara, M., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., et al. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 59, EAS Publications Series, ed. D. Mary, C. Theys, & C. Aime, 131–140
 Holland, W. S., Greaves, J. S., Dent, W. R. F., et al. 2003, ApJ, 582, 1141
 Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, ApJ, 439, 875

¹¹ Available at <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

¹² Available at <http://www.jmmc.fr/amberdrs>

¹⁰ Available at <http://www.jmmc.fr/searchcal>

- Jankov, S., Vakili, F., Domiciano de Souza, Jr., A., & Janot-Pacheco, E. 2001, *A&A*, 377, 721
- Johnson, H. L. & Morgan, W. W. 1953, *ApJ*, 117, 313
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- 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., & Bendjoya, P. 2008, *A&A*, 484, L13
- Kurucz, R. L. 1970, *SAO Special Report*, 309
- Lachaume, R. 2003, *A&A*, 400, 795
- Lagarde, S. 1994, PhD thesis, Université de Sophia Antipolis
- Le Bouquin, J.-B., Absil, O., Benisty, M., et al. 2009, *A&A*, 498, L41
- Maeder, A. & Peytremann, E. 1972, *A&A*, 21, 279
- Mantegazza, L. & Poretti, E. 2005, *Communications in Asteroseismology*, 146, 37
- McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., Gies, D. R., et al. 2005, *ApJ*, 628, 439
- Meynet, G. 2009, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 765, The Rotation of Sun and Stars, 139–169
- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107
- Millour, F., Petrov, R. G., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 107
- Millour, F., Valat, B., Petrov, R. G., & Vannier, M. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., et al. 2006, in *EAS Publications Series*, Vol. 22, *EAS Publications Series*, ed. M. Carillet, A. Ferrari, & C. Aime, 379–388
- Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., et al. 2007, *Science*, 317, 342
- Peterson, D. M., Hummel, C. A., Pauls, T. A., et al. 2006, *Nature*, 440, 896
- Petrov, R. G. 1989, in *NATO ASIC Proc. 274: Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 249
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Reiners, A. 2006, *A&A*, 446, 267
- Reiners, A. & Royer, F. 2004a, *A&A*, 428, 199
- Reiners, A. & Royer, F. 2004b, *A&A*, 415, 325
- Royer, F., Grenier, S., Baylac, M.-O., Gómez, A. E., & Zorec, J. 2002, *A&A*, 393, 897
- Royer, F., Zorec, J., & Gómez, A. E. 2007, *A&A*, 463, 671
- Slettebak, A. 1955, *ApJ*, 121, 653
- Slettebak, A. 1982, *ApJS*, 50, 55
- Stapelfeldt, K. R., Holmes, E. K., Chen, C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 458
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, P., et al. 1998, *A&A*, 335, 261
- van Belle, G. T. 2012, *A&A Rev.*, 20, 51
- van Belle, G. T., Ciardi, D. R., Thompson, R. R., Akeson, R. L., & Lada, E. A. 2001, *ApJ*, 559, 1155
- von Zeipel, H. 1924, *MNRAS*, 84, 665
- Zhao, M., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2009, *ApJ*, 701, 209

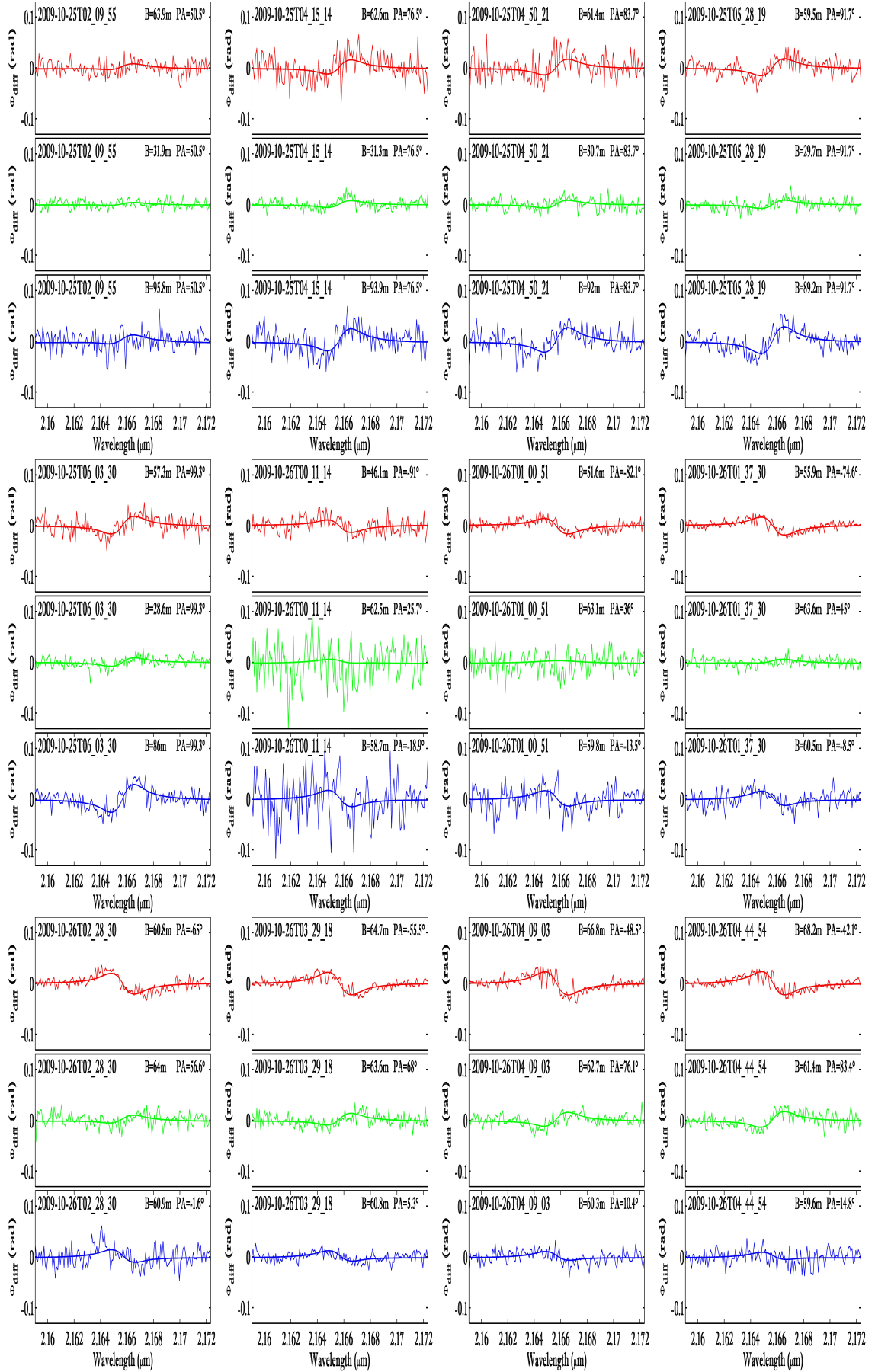


Fig. 5. The 84 VLT/AMBER ϕ_{diff} measured on Achernar around Br γ at 28 different observing times (format YYYY-MM-DDTHH MM SS) and, for each time, three different projected baselines and baseline position angles, as indicated in the plots. The smooth curves superposed to the observations are the best-fit ϕ_{diff} obtained without a differential rotation (Domiciano de Souza et al. 2003), gravity-darkened Roche model, as described in Sect. 3. All the observed ϕ_{diff} points are shown here, knowing that the fit has been performed using all the wavelength points.

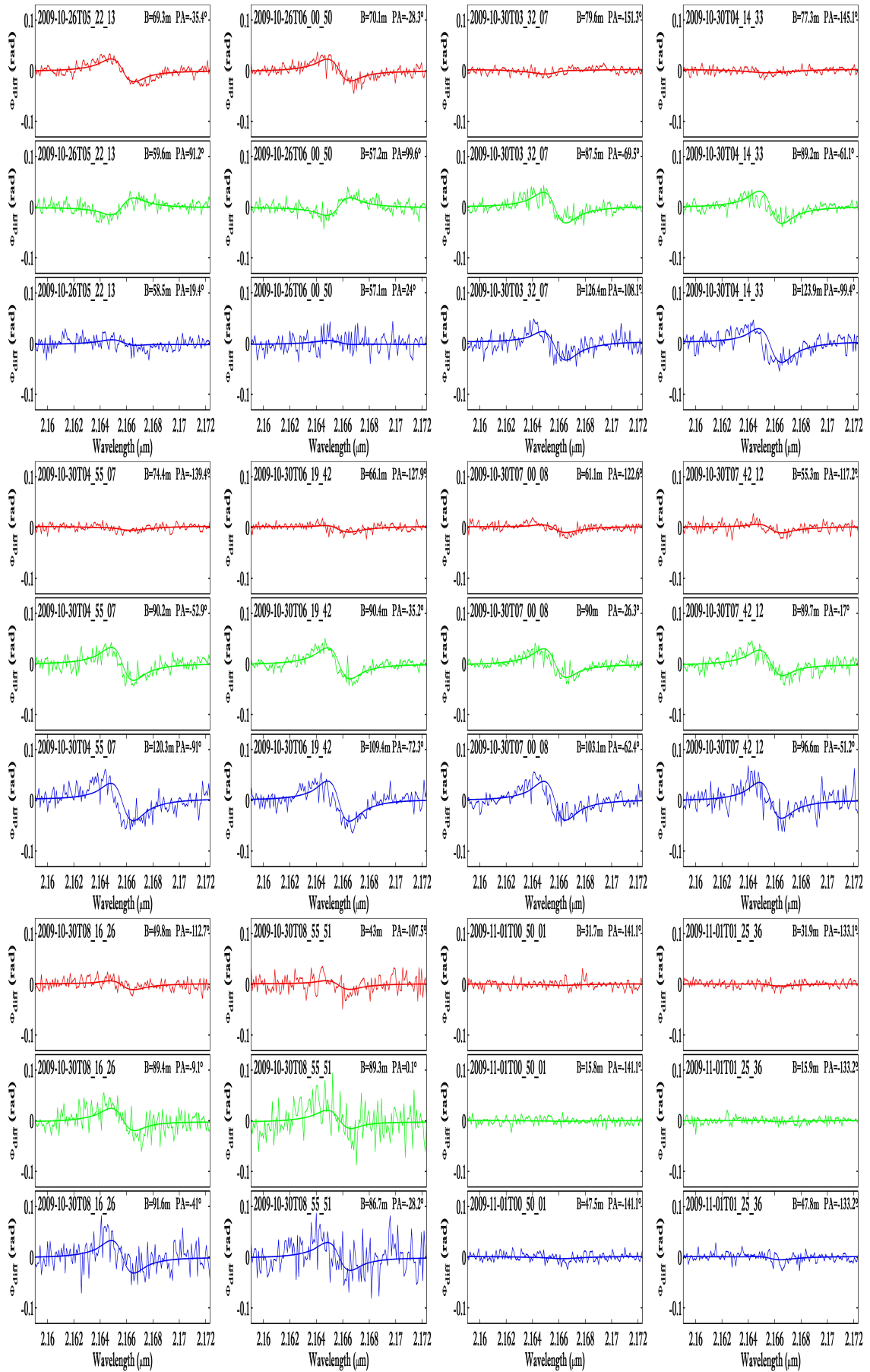


Fig. 6. Continuation of Fig. 5.

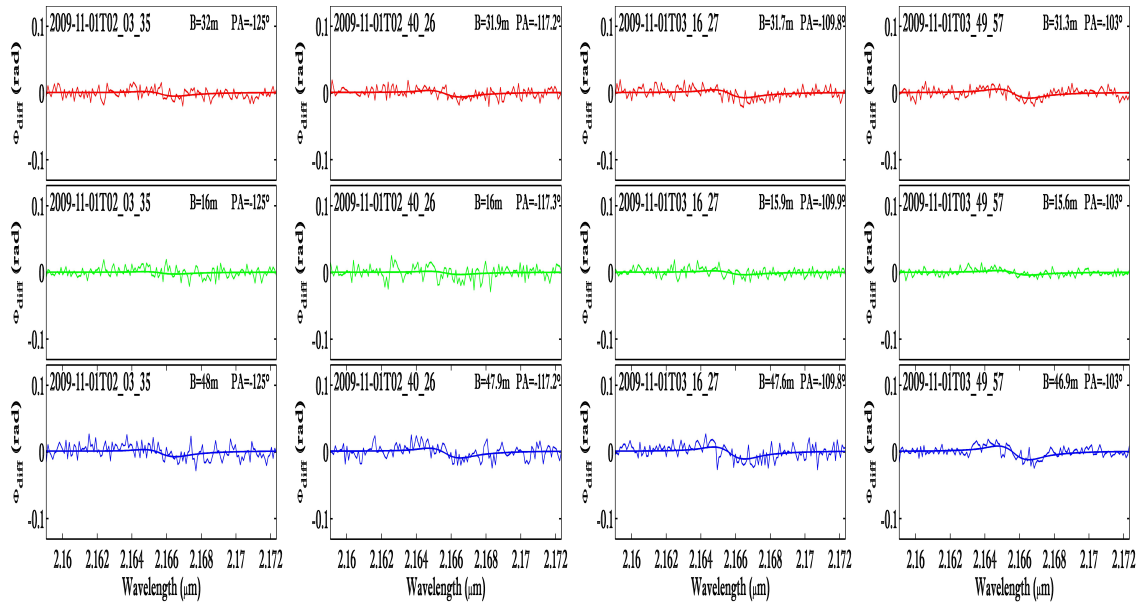


Fig. 7. Continuation of Fig. 5.

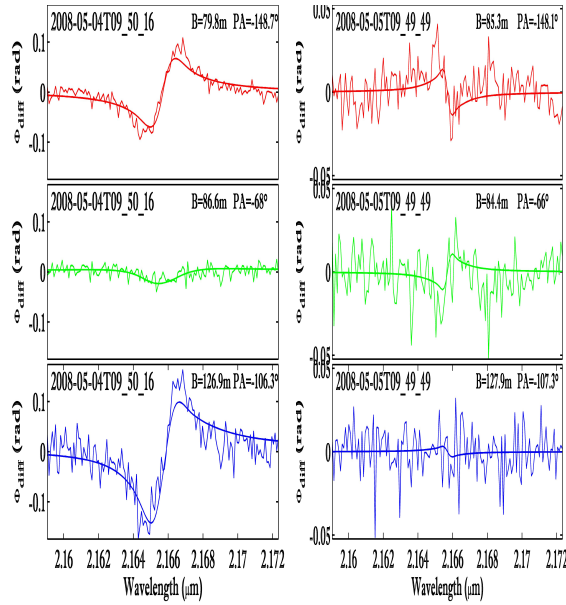


Fig. 8. The 6 VLTI/AMBER ϕ_{diff} measured on Altair & δ Aquilae around Br γ at 2 different observing times (format YYYY-MM-DDTHH MM SS) and, for each time, three different projected baselines and baseline position angles, as indicated in the plots. The smooth curves superposed on the observations are the best-fit ϕ_{diff} obtained without a differential rotation.

Table 5. Parameters and uncertainties estimated from a Levenberg-Marquardt fit of our model to the VLTI/AMBER ϕ_{diff} observed on studied stars, and compared with values found in the literature.

Parameters	New studied stars				
	Altair		δ Aquilae		Fomalhaut
	Comparison of best fit values those from literature				
Best-fit parameter	In this paper	In the literature	In this paper	In the literature	In the literature
Equatorial radius R_{eq}	$2.0 \pm 0.2 R_{\odot}$	$2.029 \pm 0.007 R_{\odot}$ ⁴	$2.2 \pm 0.3 R_{\odot}$	$1.8 \pm 0.2 R_{\odot}$	$R_{\text{mean}} = 1.8 R_{\odot}$ ⁹
Equatorial rotation velocity V_{eq}	$269 \pm 14 \text{ km.s}^{-1}$	$285.8 \pm 12 \text{ km.s}^{-1}$ ⁴	$75 \pm 23 \text{ km.s}^{-1}$	$93 \pm 7 \text{ km.s}^{-1}$	93 km.s^{-1} ⁷
Rotation-axis inclination angle i	$57.3 \pm 5.6^{\circ}$	$57.2 \pm 1.9^{\circ}$ ⁴	$81 \pm 13^{\circ}$	$90 \pm 9^{\circ}$	$?^{\circ}$
Rotation-axis position angle PA_{rot}	$-65.5 \pm 5.5^{\circ}$	$-61.8 \pm 0.8^{\circ}$ ⁴	$-101.2 \pm 13.6^{\circ}$	$65.6 \pm 4.7^{\circ}$	$65 \pm 3^{\circ}$ ⁷
χ^2	1.8775		1.3297		0.44132
Fixed parameter	Value				
Distance d	5.14 pc^4				7.66 pc^9
Mass M	$1.791 M_{\odot}^4$				$2 M_{\odot}^9$
Surface mean effective temperature \bar{T}_{eff}	7700 K^4				8760 K^9
Gravity-darkening coefficient β	0.19^4				0.20
Derived parameter	Value				
Equatorial angular diameter \hat{D}_{eq}	$3.69 \pm 0.36 \text{ mas}$	$1.27 \pm 0.17 \text{ mas}$			$2.19 \pm 0.24 \text{ mas}$
Equatorial-to-polar radii $R_{\text{eq}}/R_{\text{p}}$	1.22 ± 0.12	1.02 ± 0.14			1.02 ± 0.11
$V_{\text{eq}} \sin i$	$226 \pm 12 \text{ km.s}^{-1}$	$74 \pm 23 \text{ km.s}^{-1}$			$93 \pm 7 \text{ km.s}^{-1}$
$V_{\text{eq}}/V_{\text{crit}}$	0.74 ± 0.04	0.26 ± 0.08			0.25 ± 0.02
Polar effective temperature T_{pol}	$8912 \pm 234 \text{ K}$	$7233 \pm 510 \text{ K}$			$8909 \pm 342 \text{ K}$
Equatorial effective temperature T_{eq}	$7372 \pm 937 \text{ K}$	$7123 \pm 1107 \text{ K}$			$8764 \pm 1024 \text{ K}$
Luminosity $\log L/L_{\odot}$	1.025 ± 0.028	1.002 ± 0.037			1.192 ± 0.038

⁴ Monnier et al. (2007)

⁵ Fuhrmann (2008)

⁶ Mante-gazza & Poret (2005)

⁷ Le Bouquin et al. (2009)

⁸ do Nascimento et al. (2003)

⁹ Di Folco et al. (2004)

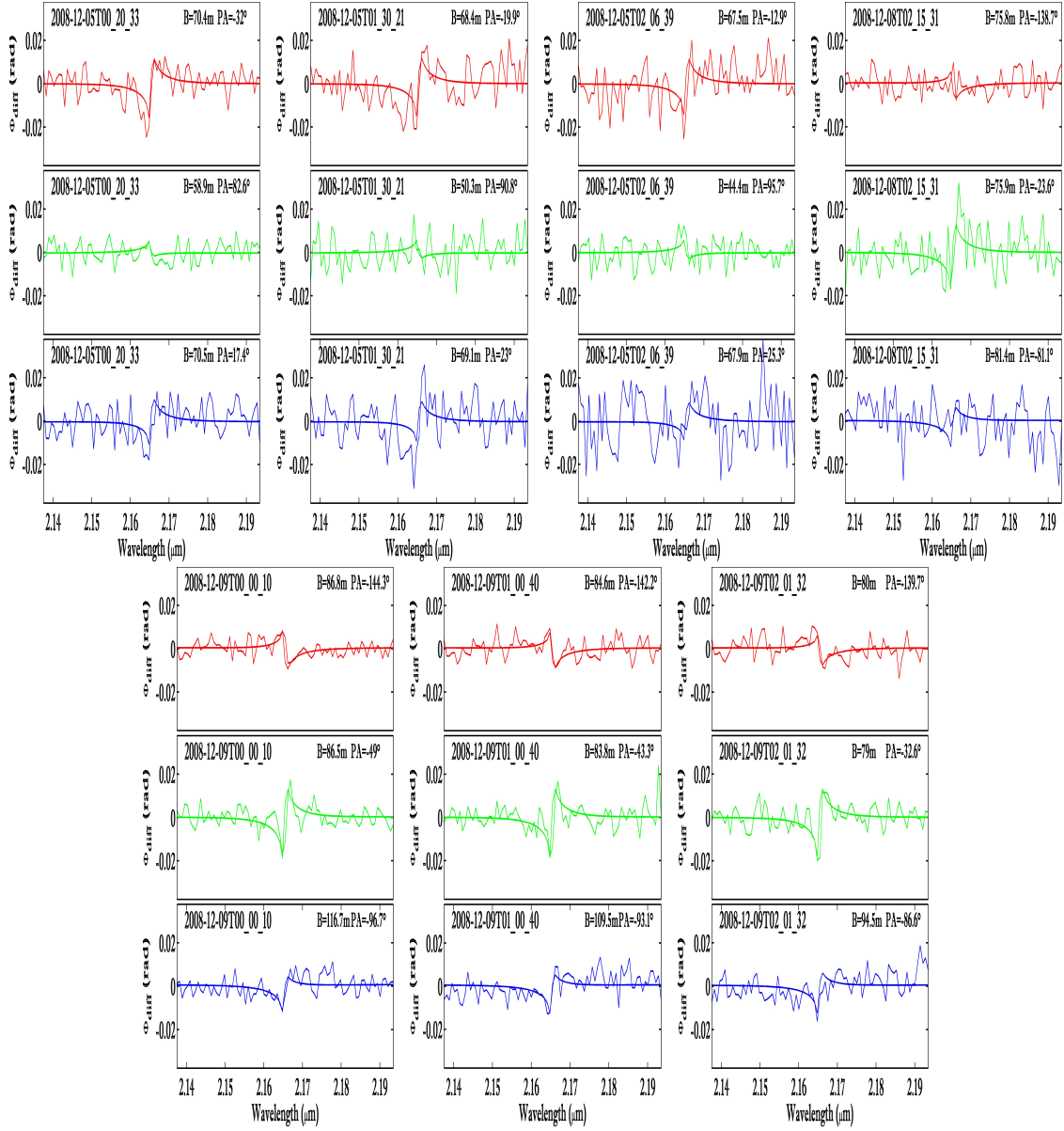


Fig. 9. The 18 VLTI/AMBER ϕ_{diff} measured on Fomalhaut around Br γ at 7 different observing times (format YYYY-MM-DDTHH MM SS) and, for each time, three different projected baselines and baseline position angles, as indicated in the plots. The smooth curves superposed to the observations are the best-fit ϕ_{diff} obtained without a differential rotation (Domiciano de Souza et al. 2003), gravity-darkened Roche model, as described in Sect. 3. All the observed ϕ_{diff} points are shown here, knowing that the fit has been performed using all the wavelength points.

Comme complément à cet article je tiens à rajouter que d'après la méthode de Rieutord (Espinosa Lara & Rieutord 2011), qui lie β à la valeur de $1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}}$ (i.e. à son aplatissement -voir Chap.4-), les valeurs de β peuvent être déduites pour chacune des 4 étoiles étudiées, ainsi que leur représentation dans la Fig.5.8.

$$\text{Pour Achernar : } \frac{R_{eq}}{R_{pol}} = 1.42, 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}} = 0.2957 \rightarrow \beta = 0.16.$$

$$\text{Pour Altair : } \frac{R_{eq}}{R_{pol}} = 1.22, 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}} = 0.1803 \rightarrow \beta = 0.19.$$

$$\text{Pour } \delta \text{ Aquilae : } \frac{R_{eq}}{R_{pol}} = 1.22, 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}} = 0.0196 \rightarrow \beta = 0.24.$$

$$\text{Pour Fomalhaut : } \frac{R_{eq}}{R_{pol}} = 1.22, 1 - \frac{R_{pol}}{R_{eq}} = 0.0196 \rightarrow \beta = 0.24.$$

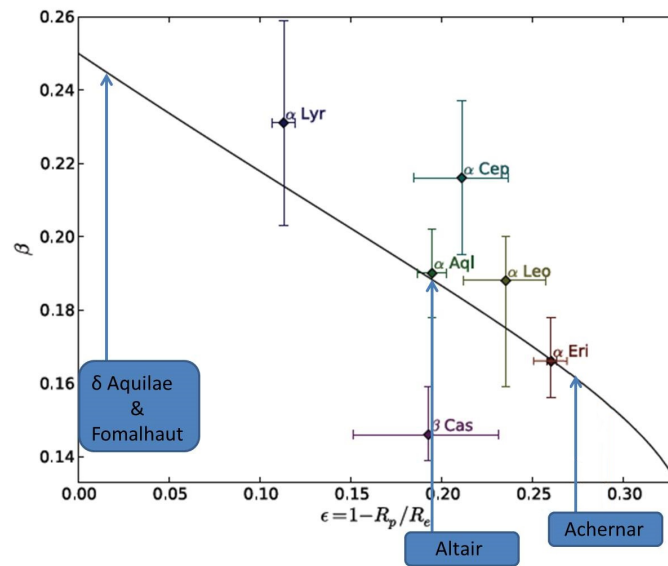


FIGURE 5.8 – Représentation de l'emplacement de nos 4 étoiles étudiées sur la Fig.4.7.

Tout ce qui a été présenté jusqu'à présent ne concernant que la modélisation et l'étude des rotateurs rapides. Dans le chapitre suivant (Chap.6), je présente des études primaires SCIROCCO impliquant d'autres phénomènes astrophysiques tels que : les pulsations non radiales (PNR), les disques circumstellaires, et les taches stellaires (ou transites d'exoplanète).

SCIROCCO : un code à usages multiples

Sommaire

6.1 Simulation des Pulsations Non Radiales (PNR)	161
6.2 Simulation étoile & disque	178
6.3 Taches stellaires & exoplanètes	183

Mon modèle, qui ne portait pas encore de nom début 2012, a été conçu à la base pour l'étude des rotateurs rapides. Le hasard a voulu, lors d'un échange avec R. Petrov et S. Jankov, me faisant part de leur intention de soumettre une demande GTO d'observation VLTI/AMBER consacrée à l'étude des pulsations non radiales (PNR) de l'étoile Be η Cen, de voir s'il y avait possibilité de détecter ces oscillations par interférométrie via AMBER. Ces collègues m'ont suggéré d'intégrer à mon code l'aspect des PNR pour pouvoir l'inclure dans la demande d'observation qui devait être soumise quelques jours plus tard. Trouvant l'idée séduisante et beaucoup plus par curiosité scientifique, j'entrepris d'inclure le phénomène des PNR dans mes modélisations. Les résultats de mon étude ainsi que mon nom furent inclus dans leur proposition d'observation, qui avait reçu un avis favorable de la part de l'ESO sur AMBER. Ce qui m'a valu une année plus tard la position de principal observateur, avec un beau voyage à Paranal d'initiation à l'observation sur le fantastique instrument que représente le VLTI dans les Andes Chiliennes. La PNR ayant été bien débattue dans le chapitre 2, je vais résumer en quelques lignes, dans cette section, tout le travail qui a été entrepris avec SCIROCCO.

6.1 Simulation des Pulsations Non Radiales (PNR)

La simulation du phénomène des PNR ainsi que leur possible détection en interférométrie était un point auquel les chercheurs se sont intéressés assez rapidement dès le début des années 90 (Vakili & Percheron 1991; Jankov et al. 2001). Pour ma part je me suis contenté de rajouter l'effet de la pulsation sur mes cartes d'iso-vitesses radiales et ses conséquences sur la carte d'intensité dans le continuum. Ainsi, pour la carte des iso-vitesses je n'ai eu qu'à rajouter la carte des vitesses $v_{pnr}(\theta, \phi)$ décrites par les harmoniques sphériques via la fonction associée de Legendre. Ce travail a fait l'objet d'un article dans une présentation EAS (European Astronomical Society) lors de ma participation à l'école de reconstruction d'images - applications astrophysiques, organisée par l'OCA du 18 juin au 22 juin 2012 à Fréjus (France). La version du papier est jointe ci-dessous :

Title : will be set by the publisher
Editors : will be set by the publisher
EAS Publications Series, Vol. ?, 2012

SCIROCCO+ : SIMULATION CODE OF INTERFEROMETRIC-OBSERVATIONS FOR ROTATORS AND CIRCUMSTELLAR OBJECTS INCLUDING NON-RADIAL PULSATIONS.

M. Hadjara^{1,2}, F. Vakili², A. Domiciano de Souza², F. Millour², R.
Petrov², S. Jankov³ and P. Bendjoya²

Abstract. The VLTI (Very Large Telescope Interferometer) makes available milli-arcsecond-scale observations in the infrared. It offers new possibilities for constraining stellar structures such as polar jets, equatorial disks and rotationally-flattened photospheres of Be stars. Such constraints allows us to better estimate the stellar fundamental parameters and refine the mechanisms such as mass loss, pulsation and magnetism that govern the variability and evolution of these stars.

In this paper we present a chromatic semi-analytical model of fast rotators, which allows us to study the dynamics and the interaction between the photosphere and the wind of fast rotating stars of O, B, A and F spectral types. Our simple analytical model addresses the oblateness, inclination and position angle of the rotation axis of the star. It produces iso-velocity maps and intensity maps. It includes line profiles, limb-darkening and the von Zeipel effect and the non-radial pulsations.

SCIROCCO+: Simulation Code of Interferometric-observations for **RO**tators and **CirC**umstellar **Ob**jects including Non-Radial Pulsations, includes all the parameters cited above in order to be fast, powerful and light simulation tool in high angular resolution of rotating objects.

¹ Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG) Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie.; e-mail: m.hadjara@craag.dz

² Laboratoire J.-L. Lagrange UMR 7293- Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Campus Valrose, 06108 Nice cedex 2, France.; e-mail: Massinissa.Hadjara@oca.eu

³ Astronomical Observatory of Belgrade, Volgina 7, P.O.Box 74 11060 Belgrade, Serbia.

1 Introduction

The Be stars with low metallicity are supposed to produce little or no magnetic field. This absence of magnetic field leads to a high spin-up during the contraction then formation of these stars (Martayan et al. 2006). This rotation rate can attain more than 80% of the critical, or breakup, velocity $v_c = \sqrt{GM/R_c}$ (with R_c the equatorial radius at this velocity) in some cases. These fast-rotating stars are called "fast rotators" and exhibit a number of peculiar characteristics (Domiciano de Souza et al. 2003), among which geometrical flattening, coupled with gravitational darkening von Zeipel (1924), making the poles hotter than the equator.

The models from Collins & Sonneborn (1977) indicate a two-components spectral energy distribution (SED) for these stars, with an infrared excess due to gravity darkening. Hence, it is not easy to place these stars in one single spectral classification, as the observed SED depends on its rotational velocity and inclination angle (Maeder & Peytremann 1972).

Furthermore, rapid rotation induce an additional change in the apparent spectral type and class of the star (Collins & Harrington 1966). Indeed, the full widths at half-maximum (FWHM) of UV lines are generally narrower (up 0.2 km/s) than those of the visible lines due again to gravitational darkening (Hutchings et al. 1979), since the spectral lines, depending on the temperature and gravity, are not formed uniformly on the star. This has an impact on the estimate of the inclination angle (Hutchings & Stoeckley 1977) and, hence, the estimation of the spectral type of the star. A classification based on the spectral ratio between the widths of these lines would be distorted by this effect (Collins 1974).

In addition, mechanisms such as meridional circulation and/or turbulence may affect the internal structure of the star and its evolution (Meynet 2009). Thus, fast rotators have always been considered as a physics laboratory to study stellar interiors, stellar evolution and primordial stars.

On the other hand, Non-Radial Pulsations (NRP) can be a crucial explanation of transient mass ejections in Be stars. The classical observational techniques, as photometry and spectroscopy, suffer from the observational selection of NRP modes that is generally impossible to distinguish from physical selection. For example, the observational selection is different for pair and impair modes (integration of symmetric and asymmetric brightness or velocity distributions) and could explain the fact that only pair (or impair) modes are observed in some Be stars, a phenomenon that can also be due to a physical effect as argued respectively by, for example, Jankov et al. (2000). The mechanisms governing the time variations of the mass ejection of Be stars remain largely debated. One possible explanation is the transient combination of several modes of non-radial pulsation (NRP) (Rivinius et al. 1999). It depends on the excited modes, which in turn critically depend on the fundamental stellar parameters (Levenhagen et al. 2003). The stellar diameter, flattening, rotation velocity, differential rotation and gravity govern the dominant excitation mechanisms. Limb and gravitational darkening have a strong impact on the interpretation of time evolution of spectrophotometric data.

However, differential interferometry yields differential phase information on non resolved objects which allows to measure the diameter, flattening, rotation velocity and differential rotation, and allows much better identification of NRP modes than the spectroscopy and/or photometry alone (e.g. Jankov *et al.* 2005). Physical selection mechanisms would select equatorial modes if a high latitudinal differential rotation has a destabilizing effect (Stockley & Buscombe 1987), but the detection of such modes is also favored by observation biases depending from the observation angle. Even if Be stars can be only marginally resolved with the largest VLTI baselines, and structures in the disk are completely unresolved, differential interferometry can extract the displacement with wavelength (λ) of the photocenter $\epsilon(\lambda)$ of an unresolved source from the small variations of the interferometric differential phase through a spectral line (Petrov 1988 and Vakili & Percheron 1991). Recently, we have used this to measure the diameter and the rotation velocity of Achernar (Domiciano de Souza *et al.* 2012). Jankov *et al.* (2001) treated explicitly the case of non-radial stellar pulsations. The photocenter shift delivers the first order moment of the spatial brightness distribution and some stellar regions are reinforced. Consequently, the modes that are observationally canceled in flux spectrum should appear in the spectrally resolved photocenter shift. The full reconstruction of the NRP modes requires a Fourier temporal analysis of the photocenter displacement $\epsilon(\lambda, t)$, in a generalization of the Fourier Doppler Imaging based on the spectrum $S(\lambda, t)$.

In this context, long baseline interferometry using spectral resolution in different bands from the visible to the IR, offers new opportunities to observe the details of such stars with enough spatial resolution (e.g. van Belle 2012) to go beyond the limitation of classical techniques such as spectroscopy, photometry and polarimetry. We hereby describe a numerical model that includes a subset of the different mechanisms explained above: namely fast rotation and stellar pulsation that shape the emergent flux as a function of different parameters such as rotation rate (therefore flattening), inclination angle to the line of sight, iso-velocity maps across the spectral line among others. The intensity of the differential phase signal critically depends on the characteristics of the observed spectral lines. In HR-K we have access to Br γ , which will be strongly polluted by circumstellar emission and to He lines, which are often strongly affected by atmospheric lines and will also be affected by circumstellar emission, but in a way different than for Br.

Our work including the effect of NRP is to be innovative, especially with technological advances in interferometry, observations campaigns on AMBER / VLTI were requested and obtained for 2013 by our team, in the hope to validate our numerical model.

2 SCIROCCO+

2.1 Theoretical Description of the Model

SCIROCCO+: stands for Simulation Code of Interferometric-observations for rotators and CirCumstellar Objects including non-radial pulsations, It is writ-

ten in `Matlab` and make use of the following semi-analytical approach, adopting the frame depicted in Fig. 1 (shown in cartesian reference): a pixellized intensity map is computed independently from a velocity map, and both are combined into a spectrally-resolved intensity image-cube, which can be input in a later step into an interferometric simulation code. This model was inspired by an anterior version; Simulation Code of Interferometric-observations for rotators and Circumstellar Objects (SIROCCO) which not including the non-radial pulsations effects (Hadjara et al. 2012).

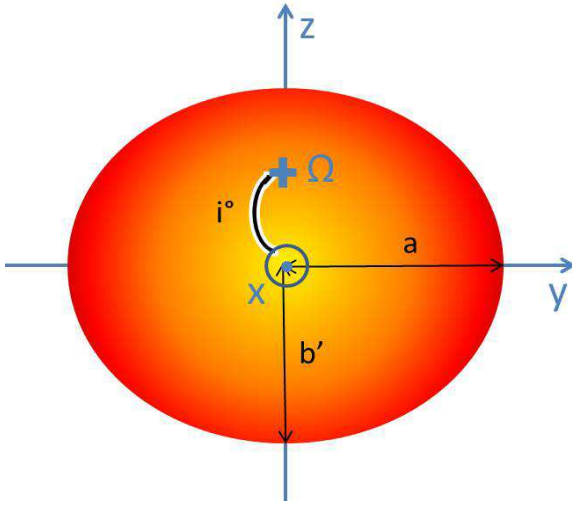


Fig. 1. Adopted reference system for a rotating star (flattened star with major axis a and minor axis b , here the apparent minor axis is $b' = ab/(a + (b - a) \cos i)$; assuming ellipsoid revolution principal/equations). The cross indicates the point where the rotation axis crosses the stellar surface. This rotation axis forms an angle i with the observer's direction (x axis) and its projection onto the sky is parallel to the z axis.

2.1.1 Intensity map

First, an intensity map of the star's photosphere is computed. We can use for example a simple limb-darkened model from (Hestroffer 1997), expressed in the geographical (co-latitude, longitude) coordinates (θ, ϕ) :

$$I_c(\theta, \phi) = I_0(1 - \epsilon_\lambda(1 - \mu(\theta, \phi))) \quad (2.1)$$

where I_0 represents the flux at the center of the star, ϵ_λ is the limb darkening parameter, and $\mu(\theta, \phi)$ is the cosine of the angle between the normal to the surface at the point considered and the observer direction (Domiciano de Souza et al. 2004). The contour of the star is delimited by an ellipse with the minor axis in the direction of the rotation axis of the star. The minor-to-major axis depends on the

rotation rate following the prescriptions of inclination angle i (see Fig. 1). I_0 can serve as a weighting of the continuum flux as a function of wavelength (λ) using for example a Planck's law:

$$I_0(\lambda, T_{\text{eff}}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda\sigma T_{\text{eff}}}} - 1} \quad (2.2)$$

h being Planck's constant, c the speed of light, σ the Boltzmann constant, and T_{eff} the effective temperature of the star. I_0 can also be used to input the von Zeipel's effect into our model, by considering a co-latitude-dependent temperature in the below-mentioned local gravity field equation:

$$I_0(\theta) \propto F(\theta) = \sigma T_{\text{eff}}^4(\theta) \quad (2.3)$$

with $T_{\text{eff}}(\theta) \propto g^{0.25}(\theta)$, g being the local gravity field, also called the modulus of local effective surface gravity $g = |\nabla\Psi(\theta)|$, with $\Psi(\theta)$ is the stellar equipotential surfaces (Domiciano de Souza et al. (2002)). An example of intensity map combining rotational flattening and gravity darkening is shown in Fig. 2 (top).

2.1.2 Velocity map

SCIROCCO+ produces a velocity map where we consider rotation and non-radial pulsations:

$$V_{\text{proj}}(\theta, \phi) = V_{\text{rot}}(\theta, \phi) + V_{\text{nrp}}(\theta, \phi) \quad (2.4)$$

In this equation we represent the global velocity map combining rotational flattening and non-radial pulsations shown in Fig. 2 (bottom).

Where non-radial pulsations velocity has been introduced:

$$V_{\text{nrp}}(\theta, \phi) = v_{\text{puls}} * Y_{lm} = v_{\text{puls}} * \sqrt{\frac{(2l+1)l-|m|!}{4\pi(l+|m|)!}} P_{l,|m|} \cos(\theta) e^{im\phi} \quad (2.5)$$

With, v_{puls} : the average velocity pulsation, l : the mode order, m : the mode azimuthal order, and $P_{l,|m|}$: the Legendre function.

And rotational velocity be written:

$$V_{\text{rot}}(\theta, \phi) = V_{\text{eq}} \cos(\phi) (1 - \alpha \sin^2(\theta)) \sin(i) \quad (2.6)$$

Where V_{eq} represent the equatorial rotation velocity, and the parameter α allows us to include a parametric differential rotation law (Domiciano de Souza et al. 2004).

An example of the non-radial pulsations velocity map is shown in Fig. 3 (top) & another example of pure rotational velocity map is shown in Fig. 3 (bottom)

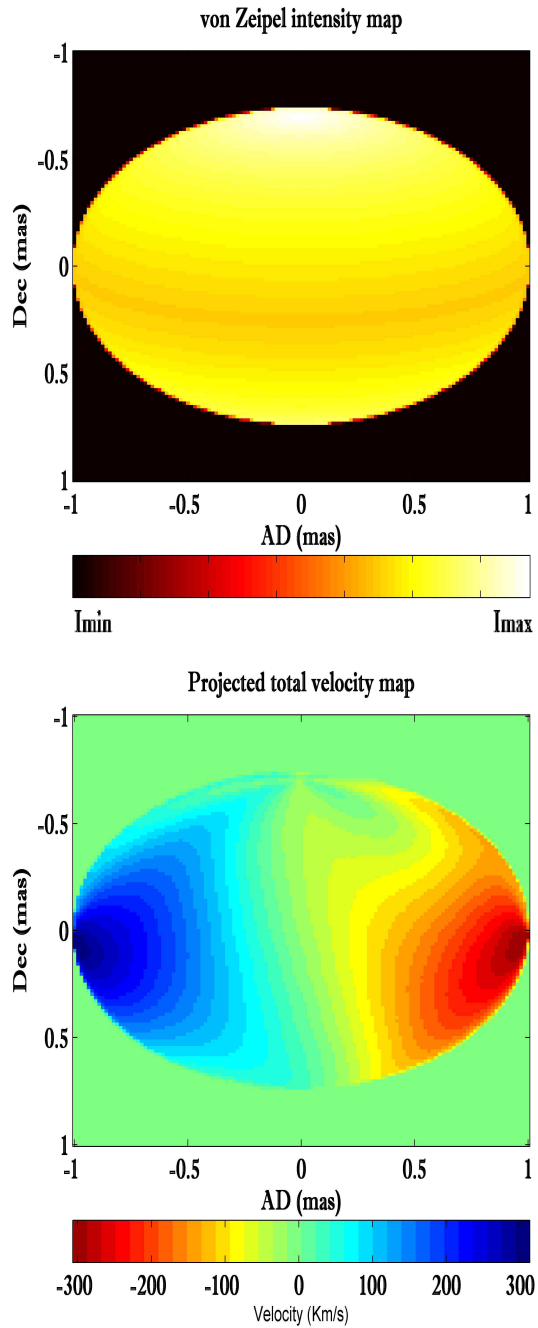


Fig. 2. Top: simulated η Centauri intensity map at continuum. The intensity at the poles is greater than at the equator. Here the velocity is upper than 80% of the critical velocity of the star. Bottom: Global iso-velocity map (rotation+pulsation) of the same model (inclination 57°). Here the simulated rotation is differential (the velocity of rotation at the equator is 60% larger than at the poles).

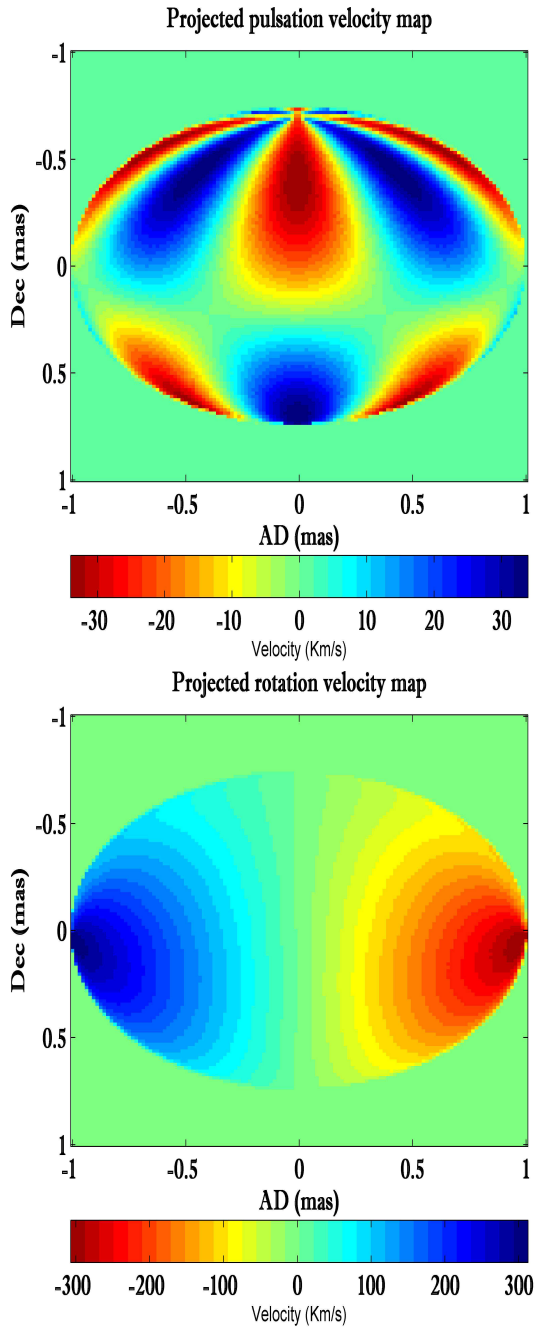


Fig. 3. Top: iso-velocity of pure rotation map (inclination 70° , 0° orientation), the direction of rotation thereby is from the left to the right (from blue to red). Bottom: iso-velocity of pure pulsation map, we note that $m = 4$, the mode azimuthal order (number of nodes lines that pass through the centers of vibration) and that $l = 5$, the mode order (total number of nodes lines). For the both, the color code respects the Doppler effects, positive velocities shown in blue and negative in red).

2.1.3 Spectrally-resolved image cube

The last step of the modelization process is to compute λ -dependent maps. For that, we need to model the natural line-profile of the considered line: we can assume e.g. Gaussian, Lorentzian, or Voigt profile, at the central wavelength λ_0 :

$$\begin{cases} H_{\text{Gauss}}(\lambda) = 1 - H_0 \left[-\pi H_0^2 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{W^2} \right] \\ H_{\text{Lorentz}}(\lambda) = 1 - \left[\frac{H_0}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{W/2} \right)^2} \right] \\ H_{\text{Voigt}}(\lambda) = (H_{\text{Gauss}} * H_{\text{Lorentz}})(\lambda) \end{cases} \quad (2.7)$$

Where H_0 and W are the central depths and the equivalent width, respectively.

The last step calculates the intensity maps of the star as a function of wavelength. For that, we project via the Doppler effect the global velocity map (V_{proj} , Eq. 2.4) to the intensity map (I_c , Eq. 2.1), given the line profile (H , Eq. 2.7) and the work wavelength λ :

$$I(\lambda, \theta, \phi) = H \left(\lambda + \lambda_0 \frac{V_{\text{proj}}(\theta, \phi)}{c} \right) I_c(\theta, \phi) \quad (2.8)$$

We get one intensity map per wavelength of interest around the central wavelength λ_0 of the line (see Fig. 4, left). Once all intensity maps are computed, we synthesize the interferometric observables by Fourier-Transforming each map (see Fig. 4, right). This provide us spectra, visibility amplitudes, phases, and closure phases.

By comparing the observed interferometric measurements to the synthesized quantities, we can access to the parameters of the fast rotating star such as: effective temperature as a function of co-latitude, rotational rate, inclination, angular radius and flattening and, if possible the differential rotation.

2.2 Interferometric observations simulations -Application to η Cen

Assuming the following characteristics (Tab. 1):

Star	<i>Eta Centauri</i>	v_{puls} (km/s)	34	T_{eq} (K)	16000
Spectral type	<i>Be</i>	Orientation ($^\circ$)	0	R_{pole} (R_\odot)	3-4
Velocity v (km/s)	340	Gravity darkening β	0.25	R_{eq} (R_\odot)	5-6
Inclination i ($^\circ$)	70	T_{pole} (K)	21000	Oblateness	0.34

Table 1. η Cen chosen parameters

In addition, we introduce to our model a differential rotation coefficient ($\alpha = 0.6$) and a Voigt intrinsic line profile with a depth of 0.6, and a $FWHM = 10 * \Delta\lambda$.

We choose to simulate interferometric observations with the AMBER/VLTI instrument on the 3 following interferometric baselines : $K0-G1(74.63m, -139.^\circ)$, $G1-A0(90.12m, 53.6^\circ)$, $A0 - K0(120.6m, -91.7^\circ)$, around the Brackett γ line (2.165μ

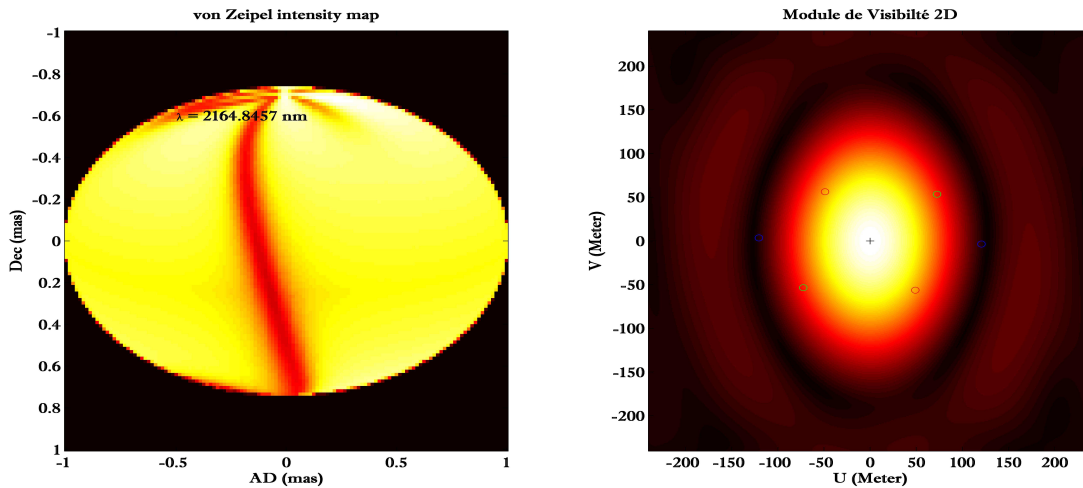


Fig. 4. Left: monochromatic intensity map for a given wavelength. Right: Map of corresponding 2D module visibility, which is represented on the three bases with interferometric which will make the observation (1st base small red circle, 2nd green and 3rd blue).

m). Without forgetting the pulsation parameters of the star: $m = 4$; the azimuthal order of the mode (number of nodes lines that corss the vibration poles) & $l = 5$; the mode order (the total number of nodes lines). The all pulsing with $v_{puls} = 34km/h$.

The intensity map at continuum & global iso-velocity map are shown in Fig. 2, the pure iso-velocity rotation map & pure iso-velocity pulsation map in Fig. 3, the monochromatic intensity map at a given wavelength & corresponding 2D visibility amplitude map in Fig. 4), the photo-centers & spectrum in Fig. 5), and finally visibilities, phases & closure phase in Fig. 6).

3 Conclusions & Discussions

- We presented here a semi-analytical model of fast-rotators including non-radial pulsations whose aim is to interpret interferometric datasets. We are able to produce interferometric observables using a set of physical parameters like the rotation law, gravity darkening effect, etc., while keeping the computing time reasonable (one set of visibility curves can be computed in 17s).
- Note that for this simulation, we have obtain the same shape of spectrum (in Fig. 4) as observaing by Levenhagen et al, 2003, with spectroscopy in $H\alpha$, which is encouraging.

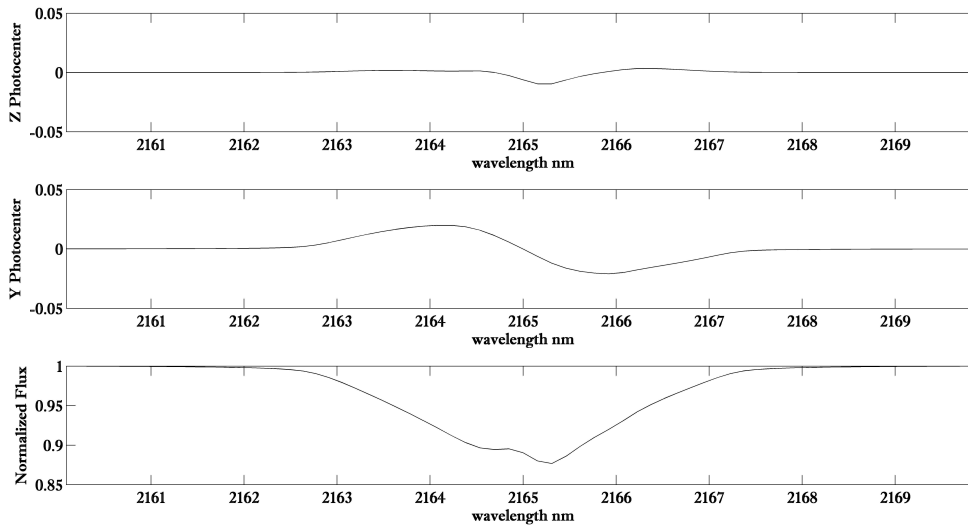


Fig. 5. Top: photo-center (or centroid: the first order term of the phase by Mac Lauren development Jankov et al. (2001)) along the Z axis (see reference adopted Fig.1), we note well, here, the influence of the pulsation effect in addition to the inclination effect. Middle: photo-center by Y (note that the photo-centers are in radian). Bottom: normalized spectrum, we see well that our starting line has expanded and its depth was decreased (precisely because of the rotation), it is impacted too by the pulsation (the double hump at the bottom of the spectrum).

- The next step is to develop a "model-fitting" approach to compare real datasets with this model.

References

- Chelli A., & Petrov R.G. 1995, *A&A*, 109, 401
 Collins, G. W. 1974, *ApJ*, 191, 157
 Collins, G. W., & Harrington J. P. 1966, *ApJ*, 146, 152
 Collins, G. W., & Sonneborn, G. H. 1977, *ApJ*, 34, 41
 Domiciano de Souza, A., Hadjara, M., Vakili, F., Bendjoya, P., Millour, F., Abe, L., Carciofi, A. C., Faes, D. M., Kervella, P., Lagarde, S., Marconi, A., Monin, J.-L., Niccolini, G., Petrov, R. G. & Weigelt, G. 2012, *A&A*, 545, 130
 Domiciano de Souza, A., Zorec, J., Jankov, S., Vakili, F., Abe, L. 2004, *A&A* 418, 781
 Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., Abe, L., Vakili, F., di Folco, E., & Paresce, F. 2003, *A&A*, 407, L47

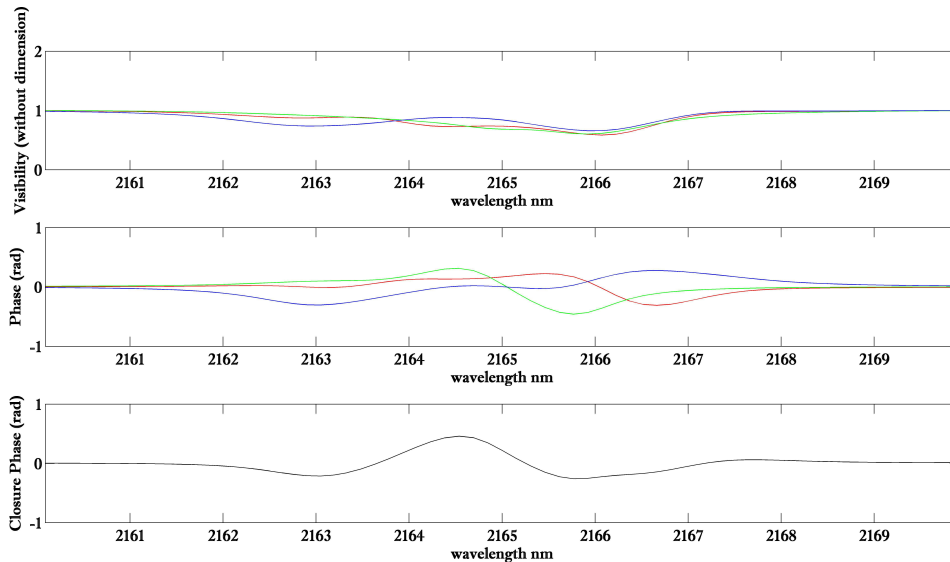


Fig. 6. Top: module visibility observed by the interferometric three bases (red, green and blue). Middle: the phases observed in the three interferometric bases (red, green and blue), we note that although the phase observed by the base perpendicular to the axis of rotation of the star (green) is the one that has the highest amplitude & inversely that which is along the axis of rotation (red) is low, without forgetting that the blue is the lowest that the corresponding interferometric base is outside of the first visibility lobe. Bottom: the closure phase.

Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E. & Abe, L. 2002, *A&A*, 393, 345

Hadjara, M., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., Millour, F. & Bendjoya, P. 2012, SCIROCCO stands for Simulation Code of Interferometric-observations for rotators and Circumstellar Objects, *SF2A 2012*, 237

Hestroffer, D. 1997, *A&A*, 327, 199

Hutchings, J. B., & Stoeckley, T. R. 1977, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 89, 19

Hutchings, J. B., Nemec, J. M., & Cassidy, J. 1979, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 91, 313

Jankov, S., Petrov, R., Vakili, F., Robbe-Dubois, S., Domiciano, A. 2005, *PASRB*, 5, 83

Jankov, S., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., & Janot-Pacheco, E. 2001, *A&A*, 377, 721

Jankov, S., Janot-Pacheco, E., & Leister, N. V. 2000, *ApJ*, 540, 535

Levenhagen, R. S., Leister, N. V., Zorec, J., Janot-Pacheco, E., Hubert, A. M., & Floquet, M. 2003, *A&A*, 400, 599

Maeder, A., & Peytremann, E. 1972, *A&A*, 21, 279

Martayan, C., Frémat, Y., Hubert, A.-M., Floquet M., Zorec J., & Neiner, C. 2006, *A&A*, 452, 273

- Meynet, G. 2009, *Lecture Notes in Physics*, 765, 139
- Petrov, R.G. 1988, *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, eds. D.M. Alloin, J.M. Mariotti (Kluwer), 249
- Rivinius, Th., Štefl, S., & Baade, D. 1999, *MNRAS*, 227, 801
- Stockley, T. R., & Buscombe, W. 1987, *MNRAS*, 227, 801
- Vakili, F., & Percheron I. 1991, *Rapid Variability of OB-Stars: Nature and Diagnosis Value*, Ed. D. Baade, 15-17 Oct., ESO, Garching, Germany, 77-79
- van Belle, G. T. 2012, *A&ARv*, 20, 51
- von Zeipel, H., 1924, *MNRAS*, 84, 665

Suite à ce travail, j'ai entrepris d'étudier la question de l'impact des pulsations non-radiales sur la carte d'intensité et j'ai proposé une solution simple : des modèles théoriques spectroscopiques non-ETL complets des pulsations non radiales en rotation des étoiles de type spectral précoce ("early-type"), développés par [Townsend \(1997b\)](#), ou par [Houdek et al. \(1999\)](#) sur l'étude des amplitudes des oscillations d'étoiles de la séquence principale, excitées stochastiquement. Les résultats de tels modèles, confortés et validés par les observations, ont été tabulés. Ainsi pour les étoiles pulsantes de type spectral B par exemple on retrouve des périodicités > 0.2 jour, pour des vitesses v_{nrp} comprises entre 5 km.s^{-1} & 30 km.s^{-1} , ce qui correspond à des variations de luminosité relative $\delta L = \frac{L-L_0}{L_0}$ de 1% à 6%. Me servant de ce type de données, je me suis contenté de déduire la variation relative de la température à la surface de l'étoile pulsante, suivant la loi de Stefan-Boltzmann, i.e. $\delta T = \frac{T-\bar{T}_{\text{eff}}}{\bar{T}_{\text{eff}}} = (\delta L + 1)^{\frac{1}{4}} - 1$. Ainsi, et toujours pour les étoiles pulsantes de type B, j'ai estimé la variation de la température δT_{max} à 0.25% de \bar{T}_{eff} , ce qui correspond à une variation de $\delta T = 0.05\%$ de \bar{T}_{eff} pour chaque $v_{nrp} = 1 \text{ km.s}^{-1}$. De ce fait je déduis de manière assez simple et rapide la carte de distribution des températures à partir de la carte iso-vitesses due au phénomène PNR $T(\theta, \phi) = \bar{T}_{\text{eff}} + T_{nrp}(\theta, \phi)$, avec :

$$T_{nrp}(\theta, \phi) = \delta T \frac{v_{nrp}(\theta, \phi)}{v_{puls}} \quad (6.1)$$

Je calcule enfin, à partir de la loi du corps noir de Planck (Eq.(3.33)), la carte d'intensité $I_0(\lambda, \theta, \phi)$ impactée par l'effet des pulsations non radiales. La Fig.6.1 représente les cartes d'intensité (PNR, gravity darkening et/ou les deux) pour le même cas de figure que l'étoile étudiée dans l'article "SCIROCCO+" ([Hadjara et al. 2013](#)), traitant de la simulation de l'étoile η Cen (avec $PA_{rot} = 0^\circ$), et $\delta T = 1\%$ par 1 km.s^{-1} . Cela correspond plus aux céphéides et aux RR Lyrae, cependant juste pour accentuer l'effet sur la carte d'intensité pour valeur de démonstration.

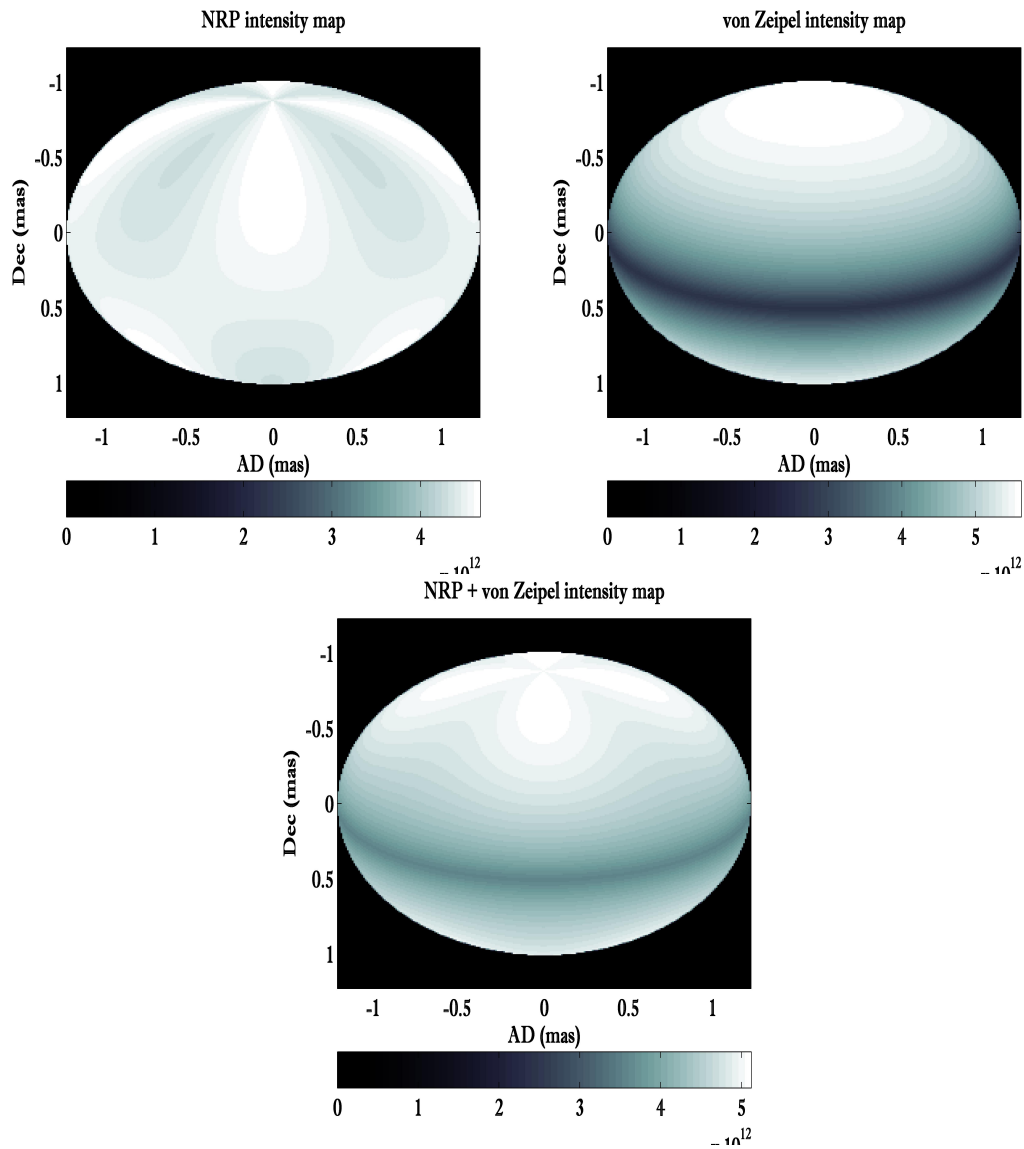


FIGURE 6.1 – **En haut, à gauche** : Une carte d'intensité due à l'effet pur de la pulsation non radiale ($\text{Watt.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{Sr}^{-1}$). **En haut, à droite** : Une carte d'intensité purement causée par l'effet de l'assombrissement gravitationnel. **Et en bas** : une carte d'intensité regroupant les deux effets NRP et gravity darkening, pour une simulation de l'étoile η Cen (avec $PA_{rot} = 0^\circ$).

Un autre effet important abordé dans ce travail incluant les PNR est celui du profil de raie. En effet, et tel que démontré par [Schmider et al. \(1996\)](#), le déplacement du photo-centre (ou la ϕ_{diff} entre autres), et tous les observables interférométriques en général, sont très sensibles au profil de raie. Plus la raie est fine (largeur à mi-hauteur plus petite) plus les observables interférométriques sont sensibles aux effets de la pulsation non-radiale. J'ai tenté de simuler cet effet avec SCIROCCO et les résultats sont conformes à ce qu'avait prédit [Schmider et al. \(1996\)](#). La Fig.6.2 démontre d'ailleurs clairement que le profil de raie à plus petite largeur à mi-hauteur (le plus fin) est celui qui est le plus sensible aux PNR sur les ϕ_{diff} . Notons aussi une rotation rigide (le coefficient de rotation différentielle $\alpha = 0$) pour une masse $M = 9.5 M_{\odot}$, $d = 95 pc$ et un $PA_{\text{rot}} = 30^{\circ}$ d' η Cen, en plus des paramètres déjà considérés lors de mon étude théorique sur cette étoile dans les proceedings [Hadjara et al. \(2013\)](#). De ce fait le rayon angulaire équatorial d' η Cen $\varnothing_{\text{eq}} = 0.27 mas$ pour un degré de sphéricité $D = 0.85$, un coefficient d'assombrissement gravitationnel $\beta = 0.2$, une vitesse équatoriale $v_{\text{eq}} = 67\%v_{\text{crit}}$ et des températures pôles/équateur $[T_{\text{eq}}, T_{\text{pol}}] = [13251, 16749]K$.

La raie Brackett γ , étant la raie majoritairement observée en IR, est considérée comme étant une raie large, et de ce fait il n'est pas possible de directement observer l'effet des PNR en IR avec cette raie sur des mesures individuelles. Par contre, une analyse temporelle du photo-centre ou de la ϕ_{diff} (eg. [Jankov et al. \(2001\)](#)) permet cela. Ainsi, la campagne de mesures prospectives HR d'une demi-nuit sur η Cen 2013 ne nous a pas permis de directement constater les effets des pulsations non radiales mais nous a néanmoins révélé la présence d'un disque circumstellaire éventuel autour de l'étoile (voir l'échantillon de données juste ci-dessous). Ceci m'a poussé à intégrer les simulations des disques en plus des étoiles à rotation et de l'effet des PNR à SCIROCCO, contribuant ainsi activement à une nouvelle demande d'observation 2014 pour η Cen. Notre nouvelle demande d'observation AMBER/VLTI étant aussi acceptée, j'ai pu mener des observations à distance (par Skype) avec Paranal depuis l'OCA dans le courant de mars 2014. Un court échantillon de mon travail sur la simulation d'étoile & disque en rotation est résumé dans la section ci-dessous (juste après l'échantillon de données η Cen).

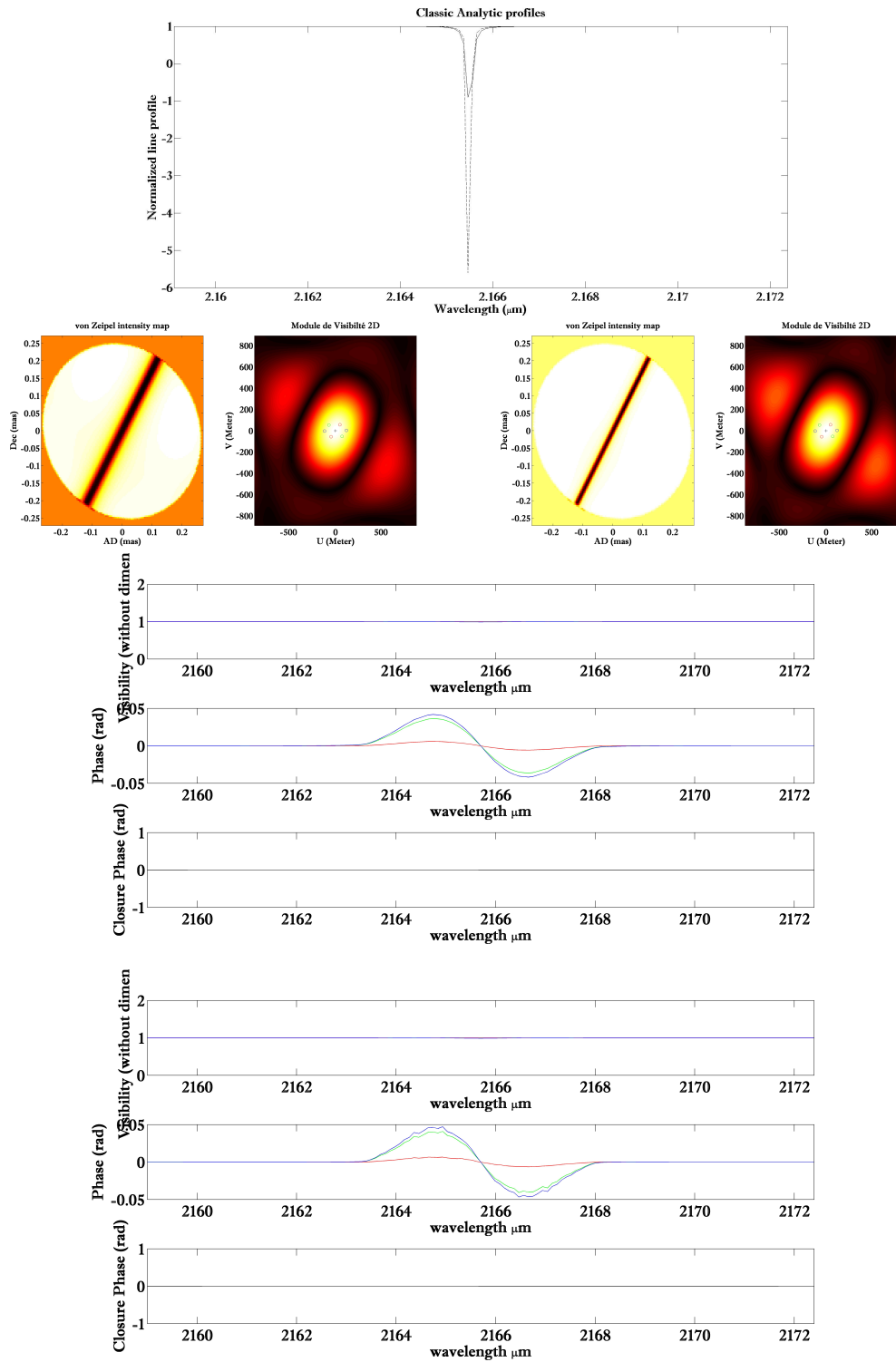


FIGURE 6.2 – **En haut** : Deux profils de Voigt, l'un fin (en pointillés) et l'autre un peu plus large (moins profond, en ligne continue). **Deuxième rangée** : La représentation de la carte d'intensité monochromatique 2D et de sa carte de module de visibilité, à la longueur d'onde λ_{Bry} , à gauche pour le large profil de raie et à droite pour le plus fin. **Troisième rangée** : Les visibilités, ϕ_{diff} et clôture de phase des points (u,v) représentés sur la carte V^2 du large profil de raie. Aucun impact des PNR sur nos mesures interférométriques. **Quatrième et dernière rangée** : Les visibilités, ϕ_{diff} et clôture de phase des points (u,v) représentés sur la carte V^2 du fin profil de raie. L'impact des PNR est clairement mis en évidence sur les ϕ_{diff} .

6.2 Simulation étoile & disque

Après avoir constaté des formes en doubles \sim sur les ϕ_{diff} , des "M" sur les spectres et des "W" sur les modules de visibilités, autour de la raie Bry (voir p.180), on a fortement suspecté la présence d'un disque autour de l'étoile η Cen, tel que rapporté par Kraus et al. (2012). Une autre possibilité de tels constatations sur les mesures interférométriques est l'effet de la sur-résolution, tel que soulevé par Meilland et al. (2012). Une étude comparative¹ du déplacement du photo-centre sur les deux étoiles ; Achernar et η Cen (voir Fig.6.3), nous a poussé à fortement soupçonner l'existence d'un disque en rotation expansive autour d' η Cen.

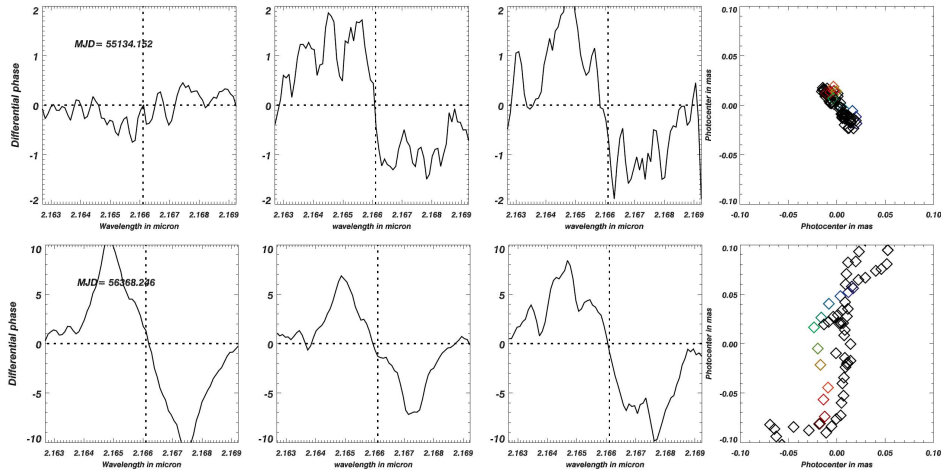


FIGURE 6.3 – En haut : Les phases différentielles à gauche et le déplacement du photo-centre leurs correspondant à droite pour Achernar. On remarque bien qu'ici il s'agit bien d'une étoile en rotation avec un angle $PA_{rot} \approx 30^\circ$. En bas : Les phases différentielles à gauche et le déplacement photo-centre leurs correspondant à droite pour η Cen. On remarque ici un déplacement de photo-centre assez large, qu'on a interprété comme étant celui du disque, avec couplage de deux effets ; rotation plus expansion.

Pour simuler les disques circumstellaires via SCIROCCO, j'ai eu recours aux équations qu'on trouve dans littérature, à savoir la vitesse rotationnelle projetée du disque, telle que formulée par Stee (1996), en coordonnées polaires (r, θ_{pol}) :

$$v_{rot,disk}(r, \theta_{pol}) = v_0 \sin \theta_{pol} \left(\frac{R_*}{r} \right)^\kappa, \quad (6.2)$$

où R_* est le rayon équatorial de l'étoile, v_0 n'est autre que la vitesse de rotation équatoriale de l'étoile (lorsque $r = R_*$), et κ étant un paramètre définissant le type de rotation du disque ; $\kappa = 0$ pour une rotation dite constante, $\kappa = 0.25$ pour un modèle de disque proposé par Araújo et al. 1994, $\kappa = 0.5$ pour une rotation Képlérienne, $\kappa = 1$ pour une rotation à moment angulaire conservé et $\kappa = -1$ pour une rotation rigide. J'ai aussi pris en compte une composante de vitesse expansive du disque, et qui est directement lié aux vents radiatifs engendrés par l'étoile (tel qu'abordé dans le Chap.2). La formulation d'une telle vitesse a

1. à l'aide d'un code qui m'a généreusement été proposé et fourni par Olivier Chesneau, et à qui je tiens à rendre un solennel hommage via ce manuscrit.

était proposé par [Castor et al. \(1975\)](#), qui l'ont formulée comme suit en coordonnées polaires :

$$v_{exp,disk}(r, \theta_{pol}) = v_{term} \cos \theta_{pol} (1 - r)^{0.5}, \quad (6.3)$$

v_{term} étant la vitesse asymptotique terminale du vent radiatif. Ainsi, la carte des iso-vitesses totales du disque circumstellaire est : $v_{disk}(r, \theta_{pol}) = v_{rot,disk}(r, \theta_{pol}) + v_{exp,disk}(r, \theta_{pol})$. Le code que j'ai développé prend aussi en considération l'intensité du disque comme étant une gaussienne 2D, à amplitude proportionnelle à celle de l'étoile, tout en prenant en compte l'effet de l'anisotropie du disque ([O'Brien et al. 1994](#)), l'opacité du disque, son inclinaison via l'angle i , ainsi que l'angle PA_{rot} . Concernant, le profil de raie du disque j'ai opté pour une méthode simple qui consiste à déduire la largeur équivalente du profil du raie (en émission du disque, voir Lois de Kirchhoff du Chap.3) à partir de ceux de l'étoile. Sinon on peut aussi recourir à des profils de raie plus rigoureux via le code *TLUSTY/Synspec* dont les dernières versions peuvent aussi générer les spectres synthétiques des disques. Dans l'exemple qui suit (voir Fig.6.4, 6.5 & 6.6 ci-dessous) j'ai essayé de simuler une étoile fictive avec son disque circumstellaire, dont voici les principales caractéristiques : une masse $M = 6.1 M_{\odot}$, un rayon équatorial $R_{eq} = 11.6 R_{\odot}$, à une distance $d = 44.1 pc$, tournant à une vitesse équatoriale $v_{eq} = v_{rot,disk} = 300 km.s^{-1}$ et une vitesse asymptotique terminale $v_{term} = 150 km.s^{-1}$, le disque, au rayon 2.5 fois le R_{eq} de l'étoile, est considéré comme étant opaque avec un mouvement képlérien $\kappa = 0.5$ avec une distribution d'intensité isotropique.

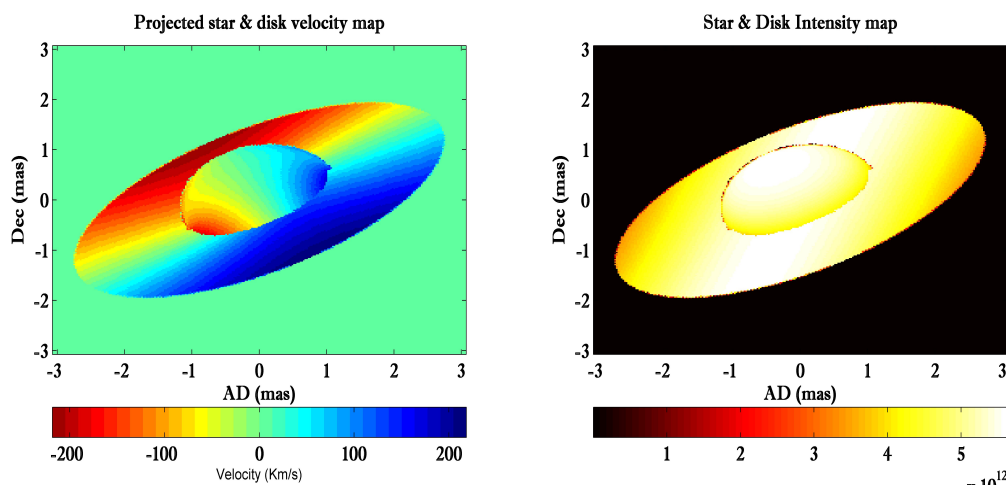


FIGURE 6.4 – La carte des iso-vitesses 2D d'une étoile fictive et son disque à gauche, et à droite la carte d'intensité 2D dans le continuum.

On observe bien les mêmes caractéristiques que celles observées sur l'échantillon d' η Cen (voir p.180). A savoir des doubles \sim sur les ϕ_{diff} , des "M" sur les spectres et des "W" sur les modules de visibilités. Bien que les modélisations SCIROCCO sur l'étoile+disque ne soient pas encore très poussées, le travail fictif présenté ici, démontre assez bien toute la possibilité future de la réalisation d'une telle étude sur η Cen, ainsi que tout le potentiel de SCIROCCO en la matière.

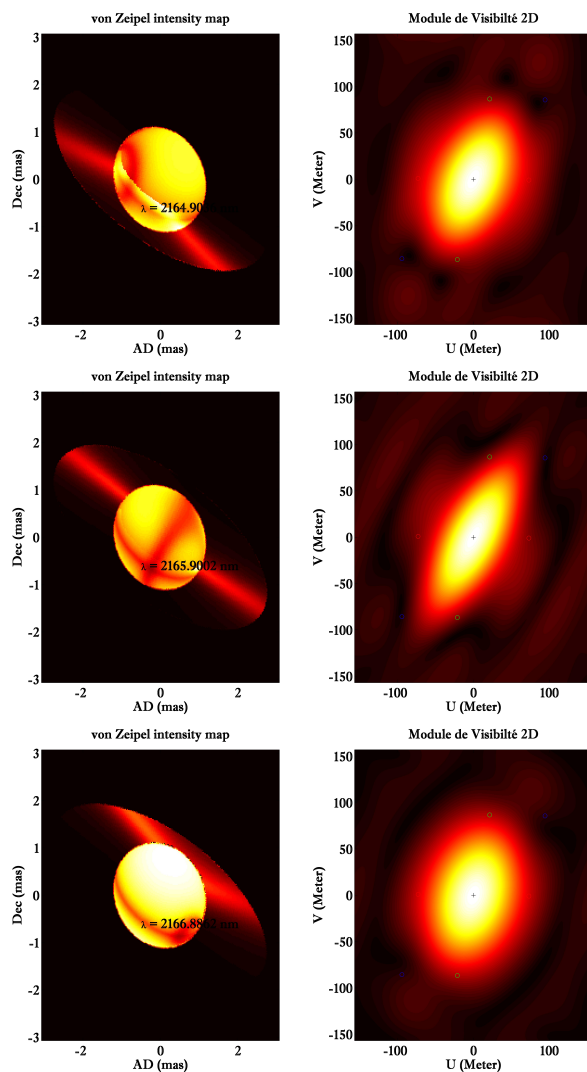


FIGURE 6.5 – Les représentations des cartes d'intensités monochromatique et leurs cartes de module de visibilité 2D correspondantes pour 3 longueurs d'onde différentes en IR autour de la raie Br γ .

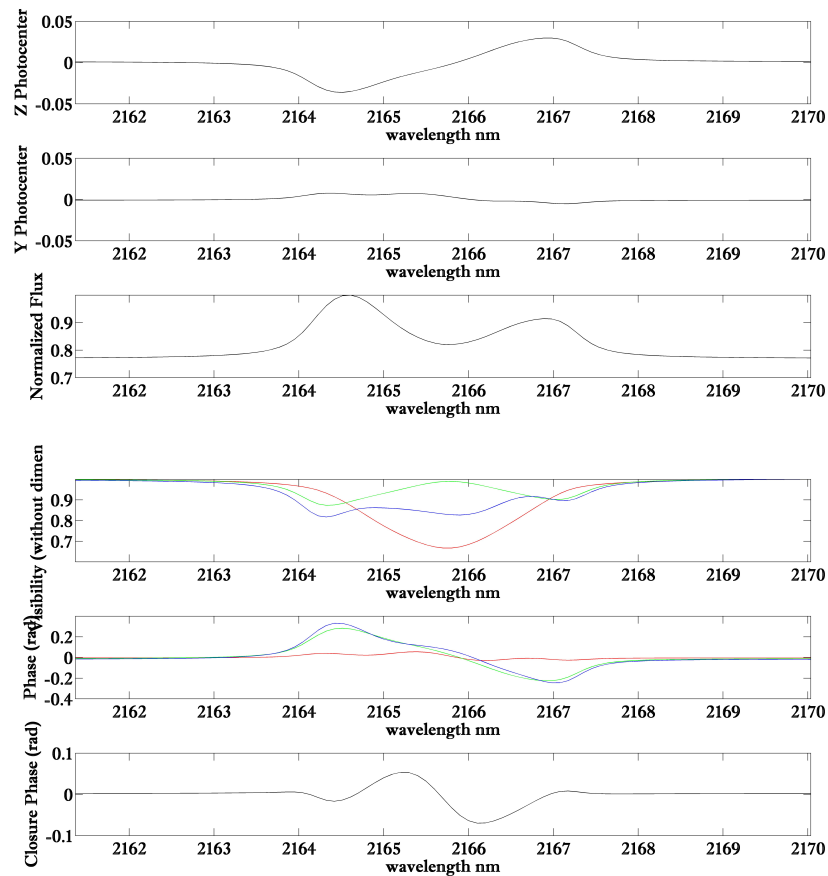
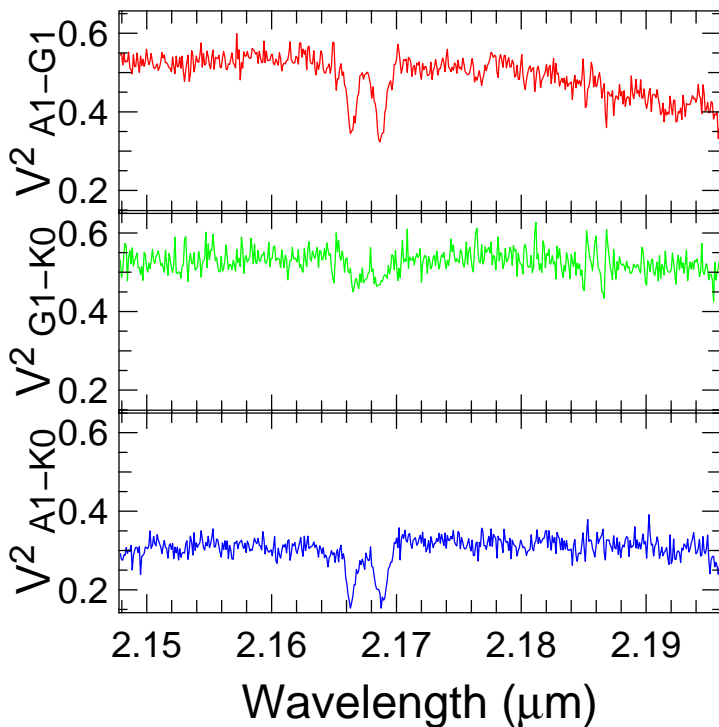
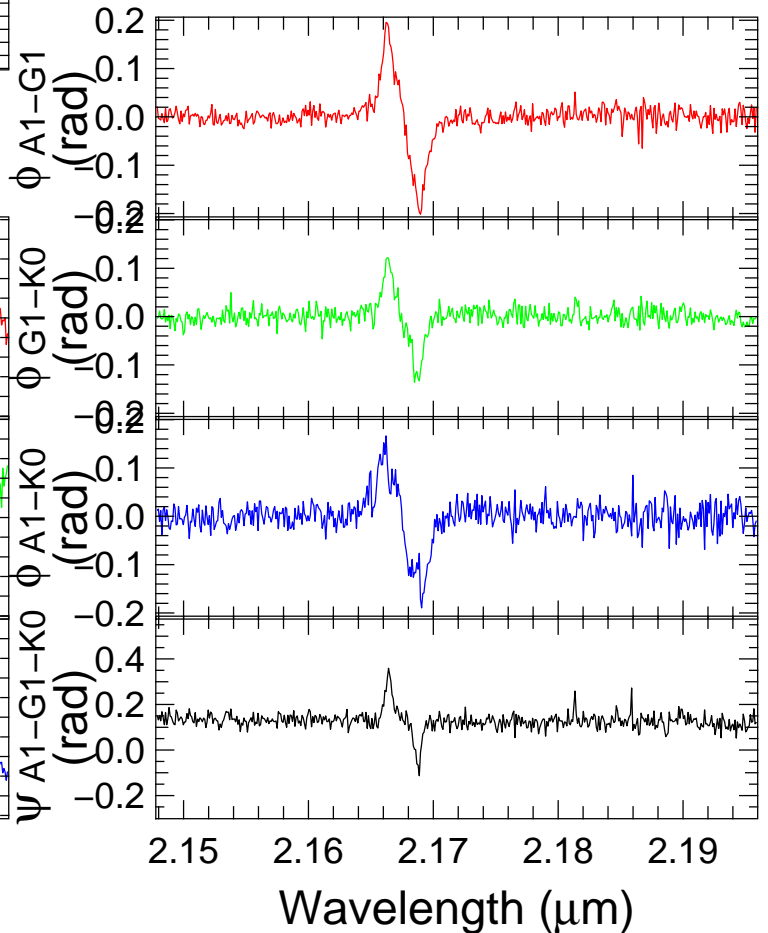
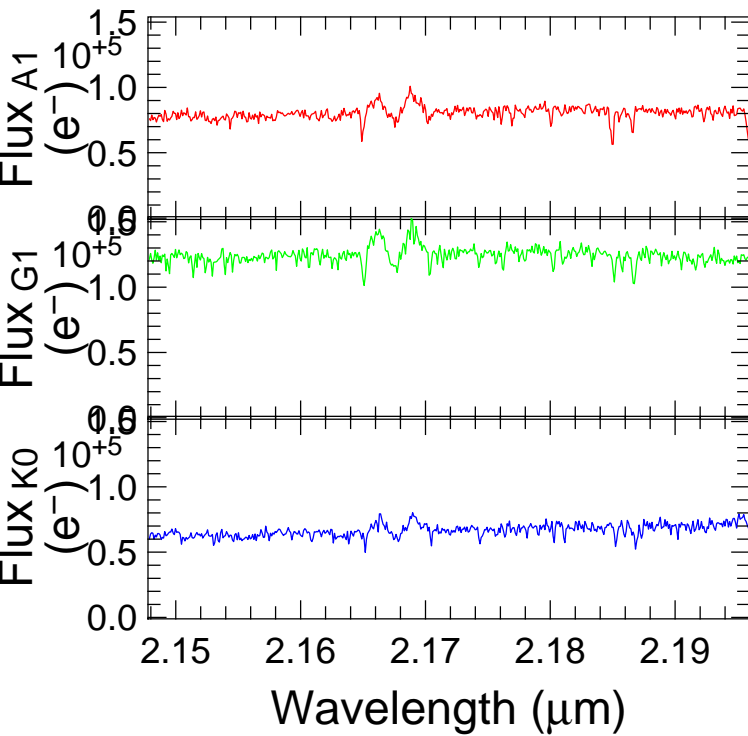
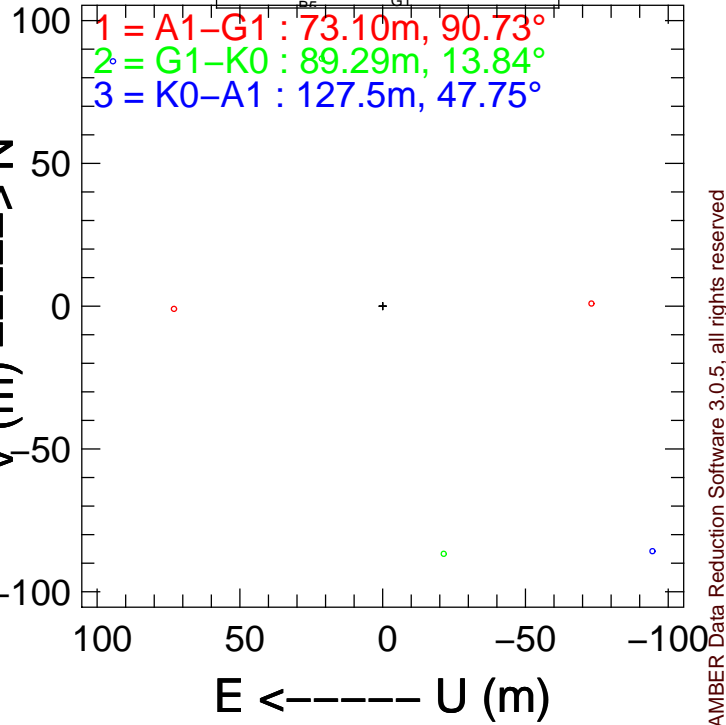
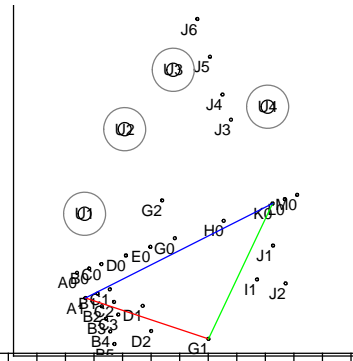


FIGURE 6.6 – **En haut** : Déplacements de photo-centres selon les axes Y et Z ainsi que le spectre de l'ensemble étoile+disque représenté dans la Fig.6.4. **En bas** : Les modules de visibilité V^2 , les ϕ_{diff} et la phase de clôture Ψ du couple étoile+disque en fonction des coordonnées du plan de Fourier (u, v) , avec les bases interférométriques $[73.10m, 90.73^\circ]$ en rouge $[89.29m, 13.84^\circ]$ en vert et $[127.5m, 47.75^\circ]$ en bleu, représentés dans les cartes de module de visibilité 2D de la Fig.6.5.

```

AMBER.2013-03-17T05_44_30.241_-6_06_47.386
Target : Eta Cen
Exposure time (s): 2.0000000
Observing date: 2013-03-17T05:44:30.240814
Observations category: SCIENCE
Observation type: OBJECT
Air mass: 1.146
Seeing ("): 0.64
Coherence time (s): 0.003895
Central wavelength (μm): 2.172
Grating order: -
Instrumental mode: 3Tstd_High_K_1_2.172
Spectral shift 1: -
Spectral shift 2: -
Spectral shift 3: -
BCD: OUT
FINITO: ON
Telescope 1: A1
Telescope 2: G1
Telescope 3: K0

```



6.3 Taches stellaires & exoplanètes

J'ai tenté de modéliser très grossièrement, sur une idée suggérée par Farrokh Vakili, l'effet provoqué par une exoplanète transitant devant la photosphère de son étoile parent (ou une tache stellaire à la surface de l'étoile en rotation) sur certains observables interférométriques tels que le spectre et la phase différentielle ϕ_{diff} . Dans l'exemple ci-dessous, je montre le résultat d'une telle simulation. L'étoile théorique est proche d'Achernar (avec les mêmes paramètres et bases interférométriques que celui de [Hadjara et al. \(2014\)](#)) avec une planète ayant un dixième de son diamètre, à 3 positions différentes. Je représente pour chaque cas, dans la Fig.6.9 ; une carte d'intensité, le flux normalisé (sans exoplanète, et les différences selon les 3 configurations), et la phase différentielle (avec planète en continu, sans en discontinue, et la différence pour les 3 configurations de la planète, et les coordonnées du plan (u, v)).

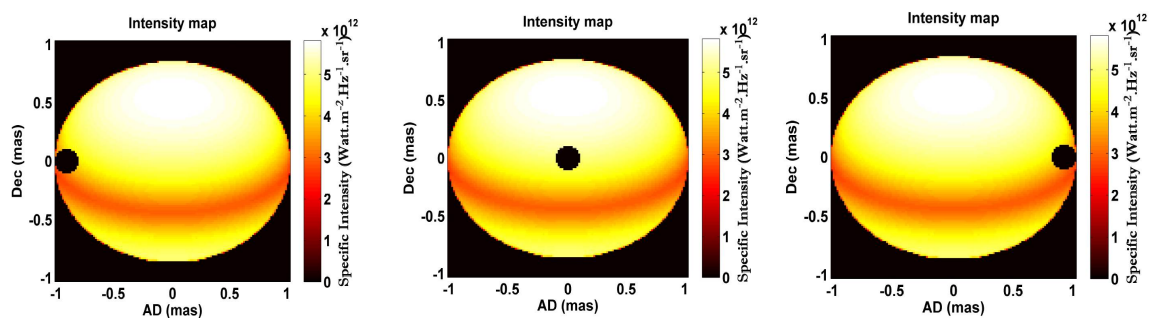


FIGURE 6.7 – Simulation du transit d’une planète devant la photosphère d’une étoile en rotation.

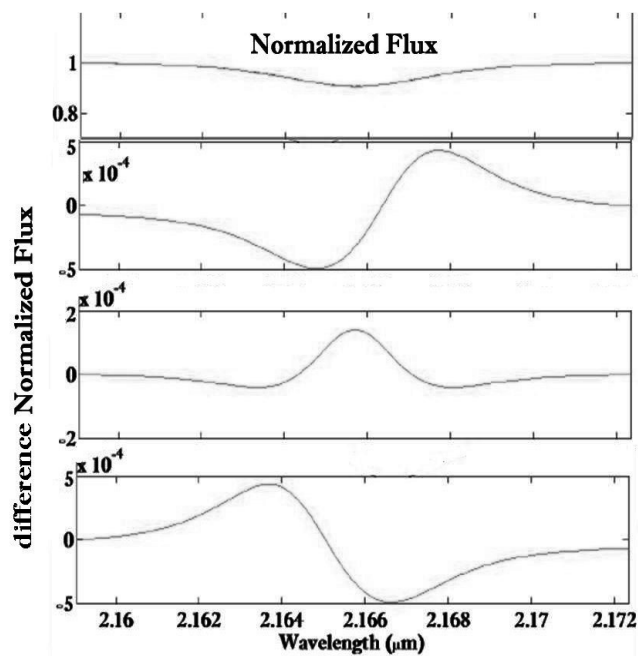


FIGURE 6.8 – Le flux normalisés sans la planète (la courbe du haut) et avec les 3 étapes de transit, représentées ci-haut, de celle-ci (les courbes du bas).

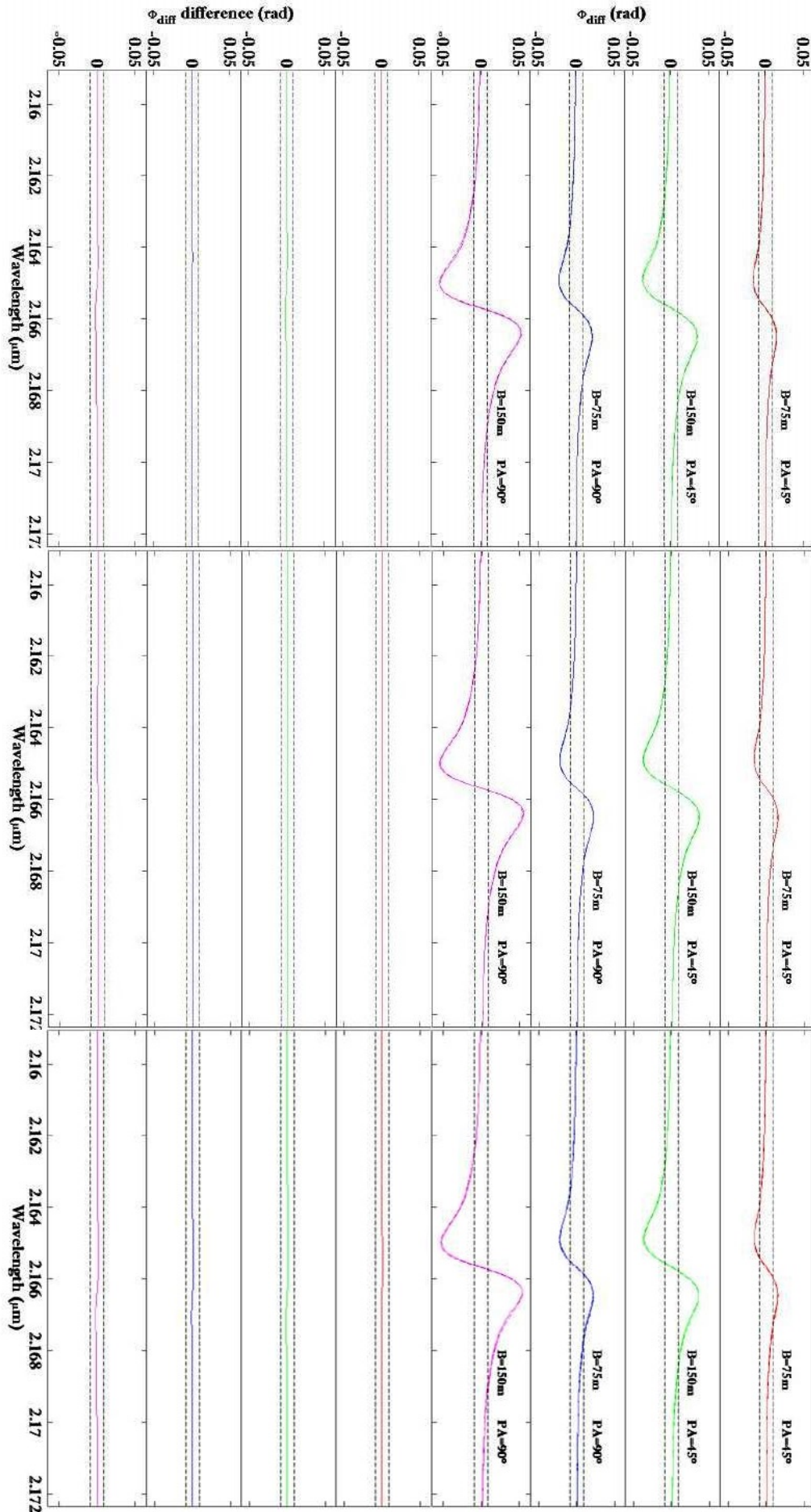


FIGURE 6.9 – Les phases différentielles résultantes. L'effet mesurable est très faible.

On remarque bien ici que l'impact du passage d'une exoplanète (ou d'une tache stellaire) sur le spectre est faible et sur les ϕ_{diff} (ou bien sur le déplacement du photo-centre). Il faut soit avoir des bases kilométriques, ou bien que la planète (ou tache) soit très grande, car l'effet de tels phénomènes liés à l'intensité est en dessous des deux lignes parallèles en pointillé (des derniers tracés ϕ_{diff} de la Fig.6.9) représentant l'incertitude instrumentale détectable de nos jours (entre autre AMBER, avec ici $\sigma_{\phi} = \pm 0.5^{\circ}$). En effet, **Petrov (1988)** avait mis en évidence que les rapports signal à bruit en DI et en spectroscopie $\frac{SNR(DI)}{SNR(spectro)}$ pour les effets fondamentaux était de l'ordre de $\frac{2R_{*}}{\frac{\lambda}{2B}}$, à condition que l'étoile soit résolue à minima (i.e. $\frac{2R_{*}}{\frac{\lambda}{2B}} < 1$). Alors que dans notre cas Achernar est partiellement résolue. Néanmoins ces petites variations peuvent être accentuées via une analyse temporelle qui peut se débarrasser des effets systématiques (effets instrumentaux liés à l'OPD chromatique par exemple), en soustrayant la moyenne du signal par exemple, ce qui élimine les effets systématiques (**Petrov 1988**), ou bien via l'analyse de Fourier qui est une combinaison optimale des différentes mesures, pour laquelle le SNR évolue comme la racine carré du nombre de mesures temporelles (méthode utilisée par **Jankov et al. (2001)** pour le traitement et mise en évidence des PNR par exemple).

Bien qu'un travail plus détaillé et rigoureux reste à faire, ce dernier chapitre démontre que SCIROCCO a le potentiel d'être un code à usage multiple en interférométrie. Pour conclure ce chapitre, je résume dans un poster tout ce qui a été décrit dans le chapitre présent, et que j'ai eu l'opportunité de présenter, à la VLTI School Barcelonnette, organisée par A. Chiavassa en septembre 2013.



SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objets



M. Hadjara^{1,2}, F. Vakili¹, A. Domiciano de Souza¹, S. Jankov³, F. Millour¹, R. Petrov¹, F-X. Schmider¹, A. Meillard¹.

¹ Laboratoire J.-L. Lagrange UMR 7293- Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Campus Valrose, 06108 Nice cedex 2, France.

² CRAAG, Observatoire d'Alger, BP 63 Bouzareah 16340, Alger, Algérie.

³ Astronomical Observatory of Belgrade, Volgina 7, P.O.Box 74 11060 Belgrade, Serbia.

Email: massinissa.hadjara@oca.eu or m.hadjara@craag.dz
Homepage: <http://massinissa-hadjara.tk/>

Abstract:

The VLTI (Very Large Telescope Interferometer) makes available milli-arcsecond-scale observations in the infrared. It offers new possibilities for constraining stellar structures such as polar jets, equatorial disks and rotationally-flattened photospheres of Be stars. Such constraints allows us to better estimate the stellar fundamental parameters and refine the mechanisms such as mass loss, pulsation and magnetism that govern the variability and evolution of these stars.

In this poster we present a chromatic semi-analytical model of fast rotators, which allows us to study the dynamics and the interaction between the photosphere and the wind of fast rotating stars of O, B, A and F spectral types. Our analytical model addresses the oblateness, inclination and position angle of the rotation axis of the star. It produces iso-velocity maps and intensity maps. It includes line profiles, limb-darkening and the von Zeipel effect, with/without the non-radial pulsations and circumstellar disk.

SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects including Non-Radial Pulsations, includes all the parameters cited above in order to be fast, powerful and light simulation tool in high angular resolution of rotating objects.

Basic Theoretical Description of the Model:

SCIROCCO, which is written in the Matlab programming language, calculates the intensity map of the star across the sky, considering the mass, distance, rotation velocity, temperature and the equatorial angular radius of the star...etc., and assuming several line profiles (Gaussian, Lorentzian, Voigt profile) (Fig1), possibly deduced by Tlustý(Kurucz)/Synspec model in function of $[T_{\text{eff}}, \log g]$ as lonely fixed profile or changing with the latitude (Fig2 to 4) . It applies on projected iso-velocity map (Fig5) obtained by Doppler effect compared to the intensity map in the continuum, including (or not) the limb darkening effect or with the von Zeipel effect (Fig6) with the appropriate parameters of temperature and wavelength. The intensity in the continuum is simply derived from equation of the black body (Planck function, for a wavelength and effective temperature \rightarrow using the T_{eff} distribution (gravity-darkened Roche model), deduced by the modulus of local effective surface gravity). From these intensity maps we synthesize the interferometric observables: spectra, visibilities in terms of amplitude, phase, and closure phase (when more than two interferometric baselines are used) and an additional astrometric parameter: the so-called photocenter (or differential spectral phase) when data is recorded with spectral resolution. The goal of this approach is to be able to constrain at the end, by comparing observed interferometric measures to synthesized quantities so as to access to the parameters of the fast rotating star such as: effective temperature as a function of co-latitude, rotational rate, inclination, angular radius and flattening and, if possible the differential rotation.

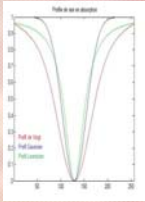


Fig.1 Analytic profiles

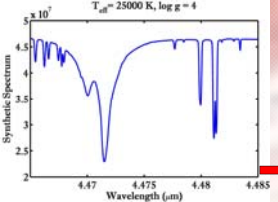


Fig.2 Spectrum deduced by Tlustý/Synspec (juste an example).

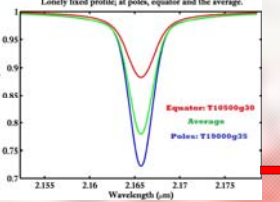


Fig.3 Analytic profiles, deduced by Tlustý/Synspec (T_{eff} in K & $\log g$ in cm s^{-2}).

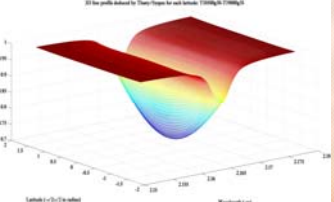


Fig.4 3D Analytic profiles deduced by Tlustý/Synspec for each latitude (from $-\pi/2$ to $\pi/2$).

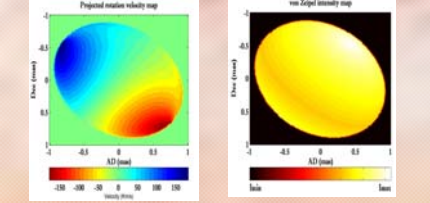


Fig.5 Iso-velocity rotation map ($V_{\text{eq}}=225 \text{ Km/s}$, inclination 57, orientation 39), we note that the rotation is differential (the speed of rotation at the equator is 60% larger than at the poles), the direction of rotation thereby is from the left to the right (from blue to red, the color code respects the Doppler effects).

Fig.6 Intensity map in Continuum, we note that the intensity at the poles is greater there than at the equator (von Zeipel effect: the speed is greater than 80% of the critical speed of the star).

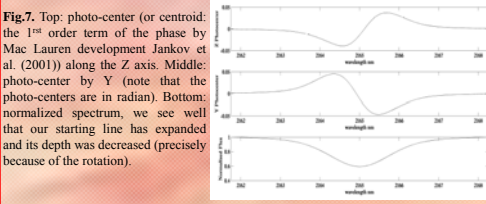


Fig.7 Top: photo-center (or centroid) of the 1st order term of the phase by Mac Lauren development Jankov et al. (2001) along the Z axis. Middle: photo-center by Y. Bottom: normalized spectrum, we see well that our starting line has expanded and its depth was decreased (precisely because of the rotation).

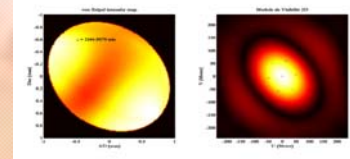


Fig. 8. Left: monochromatic intensity map for a given wavelength. Right: Map of corresponding 2D module visibility, which is represented on the three bases with interferometric which will make the observation (1st base small red circle, 2nd green and 3rd blue).

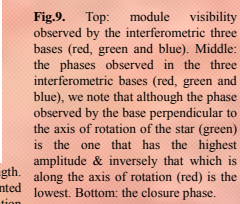


Fig.9 Top: module visibility observed by the interferometric three bases (red, green and blue). Middle: the phases observed in the three interferometric bases (red, green and blue), we note that although the phase observed by the base perpendicular to the axis of rotation of the star (green) is the one that has the highest amplitude & inversely that which is along the axis of rotation (red) is the lowest. Bottom: the closure phase.

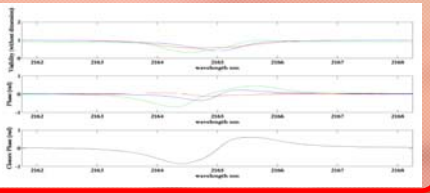


Fig.6 Intensity map in Continuum, we note that the intensity at the poles is greater there than at the equator (von Zeipel effect: the speed is greater than 80% of the critical speed of the star).

Note that: The application of the model here is for parameters of the Achernar star.

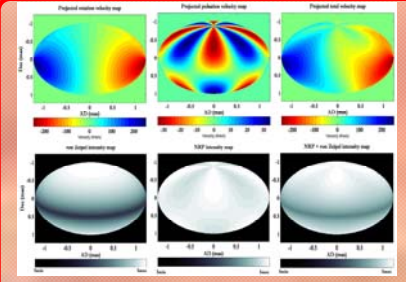


Fig. 10. Top: Pure Velocity rotation map ($V_{\text{eq}}=320 \text{ km/s}$) with differential rotation ($\Omega_{\text{pole}}=0.6 \cdot \Omega_{\text{eq}}$). Velocity map for a NRP mode: $m=4, l=5$ and NRP pulsation of amplitude 40 km/s, and the Velocity map combining global rotation and the NRP velocity, the all with an inclination $i=70^\circ$ & orientation $\text{PA}_{\text{NRP}}=0^\circ$. Bottom: left to right: the corresponding intensity maps.

Note that: The application of the model here is for parameters of the Eta Cen star, without considering of the real orientation here - $\text{PA}_{\text{NRP}}=0^\circ$.

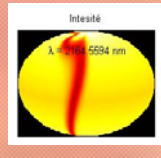


Fig. 11. Monochromatic image in the wing of an absorption line. Note the flattening of the image ($\Phi_{\text{pole}}=1.3 \text{ mas}$ and $\Phi_{\text{equator}}=0.9 \text{ mas}$) and the Von Zeipel enhanced brightness near the pole.

Fast Rotators Stars with NRP's:

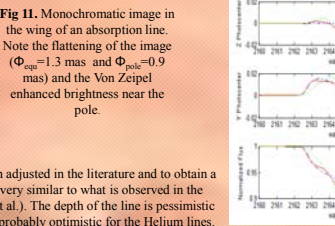


Fig. 11. Monochromatic image in the wing of an absorption line. Note the flattening of the image ($\Phi_{\text{pole}}=1.3 \text{ mas}$ and $\Phi_{\text{equator}}=0.9 \text{ mas}$) and the Von Zeipel enhanced brightness near the pole.

Note that the parameters have been adjusted in the literature and to obtain a broadened line width (in km/s) very similar to what is observed in the visible for that star (Levenhagen et al.). The depth of the line is pessimistic for the absorption part of Br γ and probably optimistic for the Helium lines.

Note that the photo-center displacement in the direction perpendicular to the rotation axis is quite insensitive to NRP, while in rotation axis direction differential rotation and NRP have signatures with similar amplitudes but very different widths. The time evolution (difference between left and right) of NRP will allow finding the pure differential rotation profile, and hence the pure NRP signature.

But the interferometric measurements are insensitive to any effect of NRP if the slope of the line is not sharp (Schmider et al 1994).

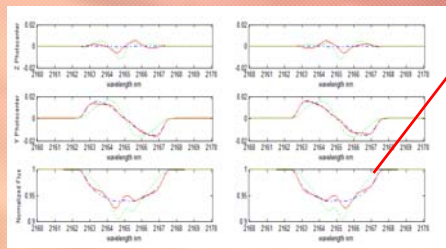


Fig.11. Photo-center displacement (top: in the rotation axis direction, middle: orthogonal to the rotation axis) and line profile (bottom). The blue (dash-dot-dash) line stands for rotation only, the green (dash-dash) line stands for rotation + differential rotation and the red (continuous) line stands for rotation-differential rotation+non radial pulsation at two different phases (left and right). The photo-center is given in stellar diameter unit. For an average diameter of 1.1 and a baseline of 130m, a photo-center $<0.01 < \Phi >$ corresponds to 0.025 radians, to be compared with the 0.005 radians accuracy obtained in previous similar observations (Levenhagen et al. 2003).

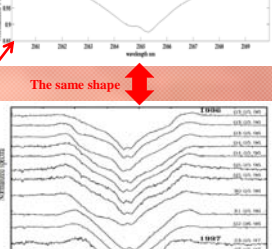


Fig. 11. Spectroscopic sampling of LNA spectra, centered on He I 6678 Å line profile.

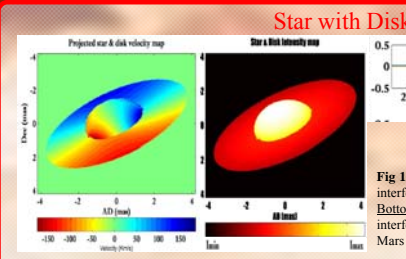


Fig. 12. Application of the model here is for parameters of the Eta Cen star, with considering of the real orientation here - $\text{PA}_{\text{NRP}}=30^\circ$ -> Velocity & Intensity maps (star-disk). The disk radius here is 2.5 times longer than the star radius. The disk rotation velocity is around 300km/s, assuming the Keplerian Motion, with an expansion velocity around 100km/s.

* a little french poetry with SCIROCCO *
"Vous m'avez approvoisé avec vos lettres, avec vos mots, vos formules, vos narrations. Comme le renard apprend au Petit Prince à l'approvoiser. Une lettre après l'autre. Un jour après l'autre. Vous remplissiez ma vie, vous y soufflez de l'air chaud, du sirocco, de la tramontane, du mistral, du pampero."
Un homme à distance
Katherine PANCOL

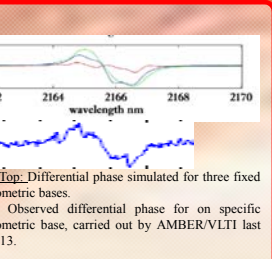


Fig. 13. Top: Differential phase simulated for three fixed interferometric bases. Bottom: Observed differential phase for an specific interferometric base, carried out by AMBER/VLTI last Mars 2013.

Note that: there is the same double "S" effect (star+disk) in the simulation and in observation.
Note also that: There is discontinuity of velocity in the border star/disk (in the velocity map) where expansion velocity is different from zero-. We have to fix this in future works.

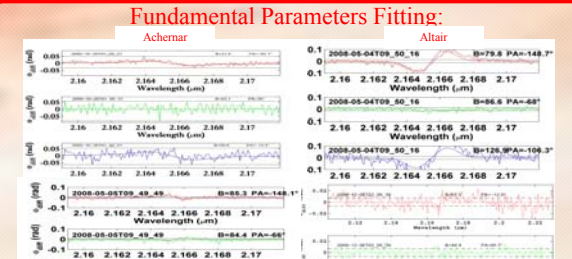


Fig. 14. Sample VLTI/AMBER differential phases measured on Achernar, Altair, Delta Aquilae (in HR) & Fomalhaut (in MR) around Br at different observing times (format YYYY-MM-DDTHH MM SS) and, for each time, three different projected baselines and baseline position angles, as indicated in the plots. The smooth curves (simulation) superposed to the observations are the best-fit. Then, we found some fundamental parameters, as equatorial radius, equatorial rotation velocity, inclination and orientation...etc. -> Papers are in progress now.

Discussions:

SCIROCCO (using Tlustý/Synspec line profiles): gives acceptable results, and presents a wide range of simulation and investigations tools with several possible combinations / configurations for early-type stars, it can be used for any spectral band (both in the infrared than in the visible) and different resolutions. Some papers, showing different applications, are now in progress.

References:

- A. Domiciano de Souza, J. Zorec, S. Jankov, F. Vakili, L. Aze, and E. Jankov-Petrov, Stellar differential rotation and inclination angle from spectro-interferometry, Astronomy and Astrophysics, 418, 751-764, 2004.
- A. Domiciano de Souza, F. Vakili, S. Jankov, E. Jankov-Petrov, and L. Aze, Modeling uncertainties for stellar interferometry, Astronomy and Astrophysics, 503, 245-257, 2009.
- S. Jankov, F. Vakili, A. Domiciano de Souza, and E. Jankov-Petrov, Spectro-interferometric mapping of stellar surface structure, Astronomy and Astrophysics, 577, 233-244, 2015.
- Chidi A. Petrov R.G. Model "ring and area analysis for differential interferometry. II. Application to rotating stars and binary systems, Astronomy and Astrophysics, 349, 461, 1995.
- R. S. Levenhagen, N. V. Leuten, J. Zorec, E. Jankov-Petrov, A.M. Hübner, and M. Houque, NRP and circumstellar activity in HD 109723, Astronomy and Astrophysics, 400, 599-601, 2003.
- A. Domiciano de Souza, M. Hadjara, F. Vakili, P. Bercy, F. Millour, L. Aze, A. Caracciolo, D.M. Fias, P. Kovalev, S. Lagarde, A. Marconi, J.-L. Morin, G. Niccolini, R.G. Petrov, and G. Vignard, Shaping the diffraction limit of equatorial interferometers. I. Angular diameter and rotation parameters of Achernar from differential phase, Astronomy & Astrophysics, July 2012.
- M. Hadjara, F. Vakili, A. Domiciano de Souza, F. Millour, R. Petrov, S. Jankov, P. Bercy, and SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects including Non-Radial Pulsations", Mars 2013, EAS Publications Series, Volume 55, 151-160.
- M. Hadjara, F. Vakili, A. Domiciano de Souza, F. Millour, P. Bercy, A. Caracciolo, and SCIROCCO: Simulation Code of Interferometric-observations for ROTators and CirCumstellar Objects", October 2012, SF2A 2012, Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 533-538.

Ainsi et après avoir introduit mes cibles et objets d'études dans le Chap.2, parlé du contexte spectro-interférométrique historique et mondial, dans lequel s'insère mon travail (dans le Chap.3), puis montré mes principales contributions dans le domaine (Chap.4 et Chap.5) et enfin présenté tout le potentiel de SCIROCCO dans le Chap.6, il ne me reste plus qu'à conclure par un chapitre épilogue qui regroupe une discussion, les conclusions ainsi que des perspectives (Chap.7, ci-dessous), suivi par une annexe regroupant quelques uns des travaux secondaires que j'ai pu réaliser au cours de ma formation doctorale (Annexe.A).

Conclusions et Perspectives

7.1 Conclusions

Le sujet de recherche de ma thèse de doctorat choisi initialement avec mon directeur, était à caractère instrumental destiné à l'imagerie à très haut contraste en vue de la détection de planètes extrasolaire. Il s'agissait du concept DIFFRACT (DIFFerential RemApped Coronagraphic Telescope) que je présente en Annexe.A. Etant chercheur permanent à l'Observatoire d'Alger, et ne pouvant être qu'épisodiquement et à courte durée à l'Observatoire de la Côte d'Azur, il ne m'était pas possible de m'impliquer de manière continue dans un travail de montage et de tests optiques complexes en laboratoire étant donné aussi qu'il n'était pas possible de faire ce type de recherche instrumentale en Algérie non plus.

L'existence de données observationnelles obtenues par l'équipe niçoise (A. Domiciano, F. Vakili et P. Bendjoya) fin 2009 avec l'instrument AMBER du VLTI sur l'étoile toupie "Achernar" offrait une opportunité immédiate et réelle pour un travail d'analyse et d'interprétation astrophysique. Naturellement, l'équipe m'a proposé de m'y investir ce que j'ai fait malgré la qualité dégradée des données en raison d'artéfacts instrumentaux qui rendaient l'extraction de l'information astrophysique très difficile. Cela a radicalement changé mon plan de thèse car, si les corrections des artéfacts en question représentaient un défi en soi (beaucoup des données souffrant de ce problème par d'autres équipes avaient été laissées de côté), il fallait me reconvertir pour découvrir le monde fascinant, néanmoins pointu sur le plan technique, de l'interférométrie. Ce travail étant réalisable à distance, j'ai pu le mener à bien depuis Alger. Quelques mois plus tard, j'ai eu la possibilité de participer à la VLTI School, du 17 au 28 avril 2010 à Porquerolles organisée par Olivier Chesneau. Cela m'a grandement servi à parfaire mes connaissances en interférométrie optique à longue base et d'acquérir les outils de réduction et d'analyse comme les "OIFITS AMBER" pour Achernar grâce au logiciel "amdlib". Ma première année de thèse a donc été consacrée à me familiariser avec les principes de l'interférométrie et sa pratique ; ce que j'ai présentée dans le Chap.3.

Après avoir localisé la source et l'origine des biais présents sur les données AMBER d'Achernar de 2009, j'ai développé une méthode de traitement adéquate pour interpréter les mesures (voir Sec.3.5.4). La deuxième année de thèse m'a permis de valider cette méthode de traitement sur des données AMBER antérieures, également fortement biaisées, et accessibles dans les archives publiques du VLTI à ESO. Elles concernaient les étoiles, Altair, δ Aquilae et Fomalhaut (elles sont décrites en détail dans mon article A&A, [Hadjara et al. \(2014\)](#)). Entre-temps j'ai commencé à m'intéresser à la physique des cibles stellaires à l'origine de ces données. Je me suis investi dans l'aspect de leur modélisation orientée vers l'interférométrie, et ce faisant acquérir des connaissances sur la rotation stellaire ainsi que sur l'intérêt scientifique de son étude (voir le Chap.2). Ainsi, au cours de la fin de l'année 2011 je me suis investi dans la modélisation de cartes d'intensité 2D de

l'hémisphère visible des étoiles théoriques, tout comme j'ai participé à la rédaction de l'article [Domiciano de Souza et al. \(2012a\)](#), où j'ai plus particulièrement rédigé la section sur l'acquisition, réduction et analyse de données, lors de ma brève présence à l'OCA en 2011.

Plus tard grâce à une aide financière du programme européen Fizeau d'Opticon FP7, j'ai pu passer 4 mois à l'OCA en 2012. Cela me permis de me concentrer sur le développement des bases de mon modèle SCIROCCO, qui était initialement dédié aux simulations de rotateurs rapides (voir Chap.4). Grâce à ce travail j'ai participé aux rencontres SF2A de juin 2012 à Nice ([Hadjara et al. 2012](#)). A cette période je suis rentré en contact avec R. Petrov et S. Jankov pour participer à la demande d'observation ESO VLTI/AMBER sur le rotateur pulsant η Cen, où j'ai fait une étude théorique sur l'effet des pulsations non-radiales (PNR) intégrée dans SCIROCCO (Chap.6). Le résultat de ce travail a été présenté à l'école d'été "Reconstruction d'images ; applications astrophysiques", organisée fin juin 2012 à Fréjus ([Hadjara et al. 2013](#)). L'année 2012 fut donc riche en termes de contribution scientifique où mon travail sur DIFFRACT en collaboration avec Fatmé Allouche a abouti à un article SPIE ([Allouche et al. 2012](#)) ainsi que mon travail sur les données d'Achernar avec AMBER en 2009 sous la direction de mes responsables de thèse ([Domiciano de Souza et al. 2012a](#)).

L'année 2013 fut enrichissante : j'ai eu alors l'opportunité d'acquérir le savoir-faire de comment mener des observations directement sur place à l'Observatoire de Paranal/Chili avec VLTI/AMBER sur η Cen. J'ai mené tout au long de cette période un grand nombre d'ajustements et de corrections de SCIROCCO, qui m'ont permis de déterminer l'impossibilité d'utiliser des profils de raie analytiques (Gaussienne, Lorentzienne ou profil de Voigt) pour l'extraction des paramètres fondamentaux stellaires, où seuls les profils de raie issus des codes de simulation d'atmosphère stellaire (Kurucz-Tlusty/Synspec par exemple) rendaient l'interprétation réaliste. Cela m'a permis de manipuler ce type de logiciel, Synplot entre autres, tel que discuté dans la Sec.4.3. Ma participation à la VLTI School 2013 a renforcé mes connaissances dans le maniement de certains logiciels dédiés à l'interférométrie, et en particulier ceux concernant la reconstruction d'images, à savoir MIRA et BSMEM, ce qui m'a permis de participer à la fin de l'année 2013 à l'équipe conduite par A. A. Domiciano de Souza qui travaillait sur la reconstruction d'image d'Achernar observé fin 2012 sur l'instrument PIONIER/VLTI (voir les détails de l'Annexe.A). Ce travail a d'ailleurs abouti à un article A&A ; [Domiciano de Souza et al. \(2014\)](#), dont je suis co-auteur pour ma modeste contribution.

L'année 2014 s'est déroulée intégralement à l'OCA, où j'ai entamé et acquis le savoir-faire de réalisation de cartes d'assombrissement centre-bord et leurs variation en fonction de la latitude θ , tout comme l'assombrissement gravitationnel, (voir Chap.4). J'ai aussi étudié et déterminé l'effet des différents paramètres stellaires sur la phase interférométrique différentielle ϕ_{diff} en fonction de la longueur d'onde que j'ai simulée grâce à SCIROCCO (voir Sect.5.1). J'ai également mené une seconde série de télé-observations sur η Cen avec le VLTI/AMBER en mars 2014, qui m'ont permis d'acquérir de l'expérience des demandes d'observation ESO effectuées en 2012 & 2013 et en même temps d'obtenir une bonne série de mesures sur des étoiles intéressantes telles que Regulus et η CMa, que je souhaite traiter et interpréter dès que possible.

7.2 Perspectives

Dans le chapitre 6, j'ai montré que SCIROCCO est un code qui possède un fort potentiel pour un usage multiple en interférométrie. Certes, toutes les études menées impliquant les PNR, un disque circumstellaire ou incluant des taches stellaires (ou exoplanètes en transit) restent primaires et nécessitent de plus amples investigations et expertises. Cela dit tout le travail de modélisation SCIROCCO sur les rotateurs rapides n'a été encore vérifié que sur les ϕ_{diff} issus de l'instrument AMBER/VLTI avec un maximum de 3 bases interférométriques dans le domaine de l'IR. Il serait donc très intéressant de confronter mon modèle, toujours concernant les rotateurs stellaires, avec d'autres observables (visibilités, phase de clôture), sur d'autres instruments à plus de 3 bases interférométriques tel que PIONIER qui en possède 6, ou sur d'autres domaines spectraux, avec l'instrument CHARA par exemple, dans le domaine du visible. Il serait aussi intéressant d'essayer de nouvelles méthodes d'ajustement non conventionnelles (ex. la méthode proposée par [Chelli & Petrov \(1995a,b\)](#)).

Enfin, l'avènement dans un futur proche, d'une seconde génération d'instruments interférométriques tels que MATISSE et GRAVITY au VLTI, où les limites instrumentales sont poussées à l'extrême, pourrait aussi apporter son lot de découvertes, notamment sur la dynamique photosphérique, les environnements circumstellaire et proto-planétaire. SCIROCCO pourrait très bien être adapté pour l'étude de telles cibles en s'appuyant sur ces nouvelles limites instrumentales.

En effet, MATISSE (Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment), et dont la mise en service est prévue pour 2017, pourra combiner les faisceaux de 4 télescopes (y compris les UT) simultanément dans l'infrarouge moyen (bande L, M & N). Développé pour l'étude des disques protoplanétaires et des AGNs, il est peu adapté à l'étude des surfaces d'étoiles, à cause d'une faible résolution spatiale, mise à part quelques étoiles très proches, géantes ou supergéantes. Par contre il peut parfaitement étudier des environnements de rotateurs rapides, et par conséquent l'influence de la rotation sur l'éjection de matière de certains rotateurs critiques ou quasi-critiques (les étoiles Be classiques par exemple).

Quant à GRAVITY (General Relativity Analysis via Vlt InTerferometrY), dont la mise en service est prévue pour 2016, pourra combiner les faisceaux de 4 télescopes UT (et 6 pour les AT) simultanément dans l'infrarouge (bande K) avec une résolution spectrale maximale de 4000. Principalement développé pour faire de l'astrométrie (mesure de phase) à très grande précision sur le centre galactique, il sera parfaitement adapté à l'étude des surfaces stellaires des rotateurs rapides (tout comme AMBER) par la méthode présentée dans cette thèse. Cependant, GRAVITY diffèrera d'AMBER sur 3 points majeurs, à savoir ; le nombre de combinaisons de télescopes, où avec 4 télescopes, GRAVITY offrira une meilleure couverture (u,v). La grande précision sur les phases de GRAVITY donnera accès à des étoiles plus petites que ce qui est actuellement réalisable avec AMBER. Enfin, GRAVITY ayant une plus faible résolution spectrale, il ne permettra pas l'étude aussi fine de vitesses de rotation élevées comme celles observées avec AMBER.

Notons aussi qu'au-delà des instruments cités ci-dessus, un travail de prospective en interférométrie visible (domaine le plus adaptés à l'étude des surfaces d'étoiles, car ayant une

meilleure résolution spatiale et donnant accès à de nombreuses raies photosphériques) a été initié dans la communauté afin de développer une nouvelle génération d'instruments visibles pour CHARA et le VLTI (prototype FRIEND).

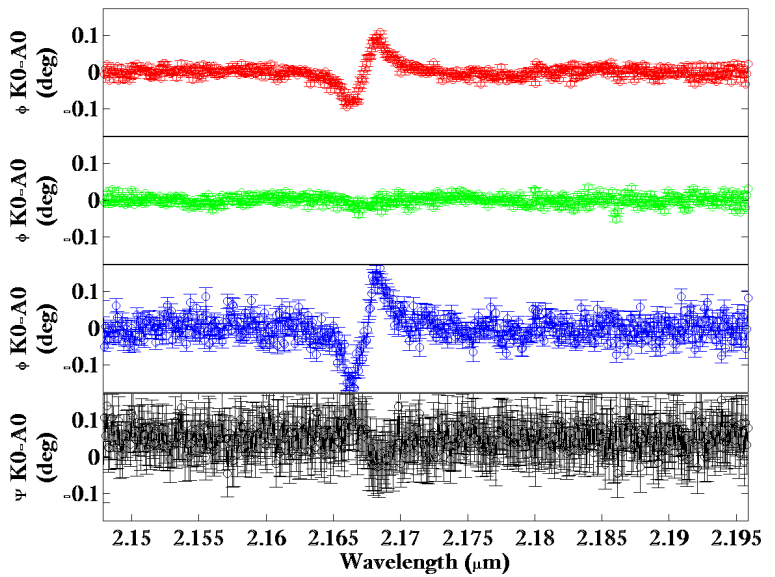
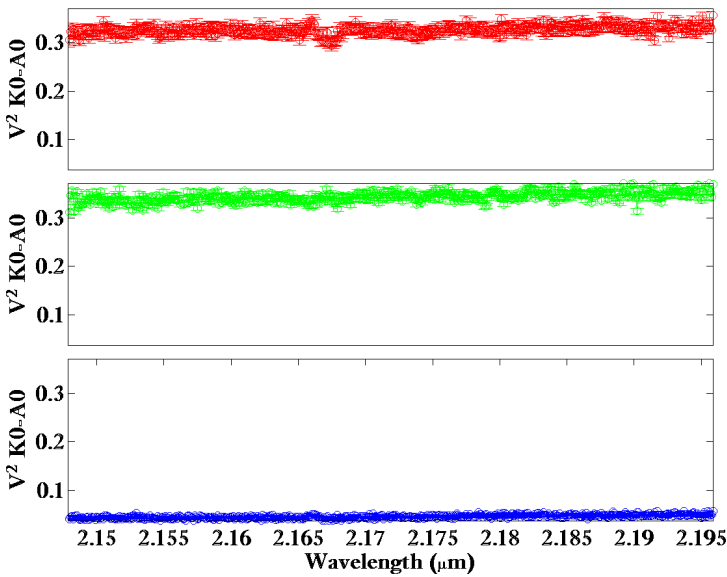
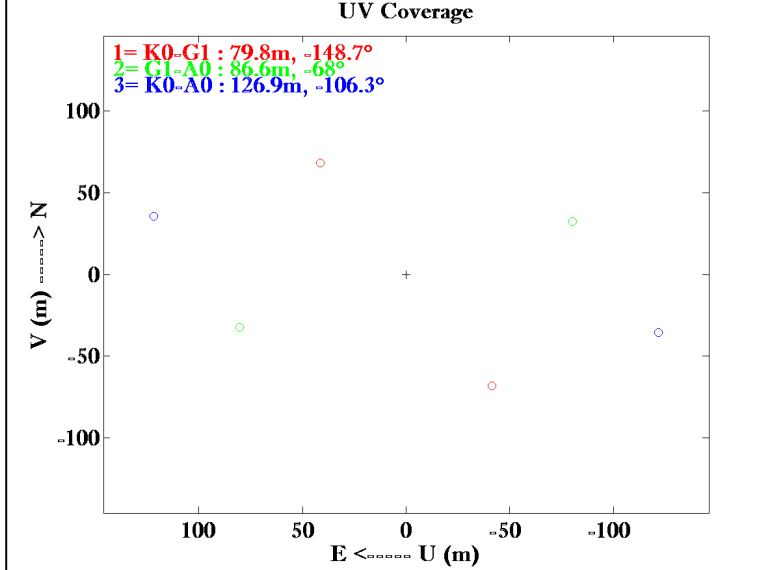
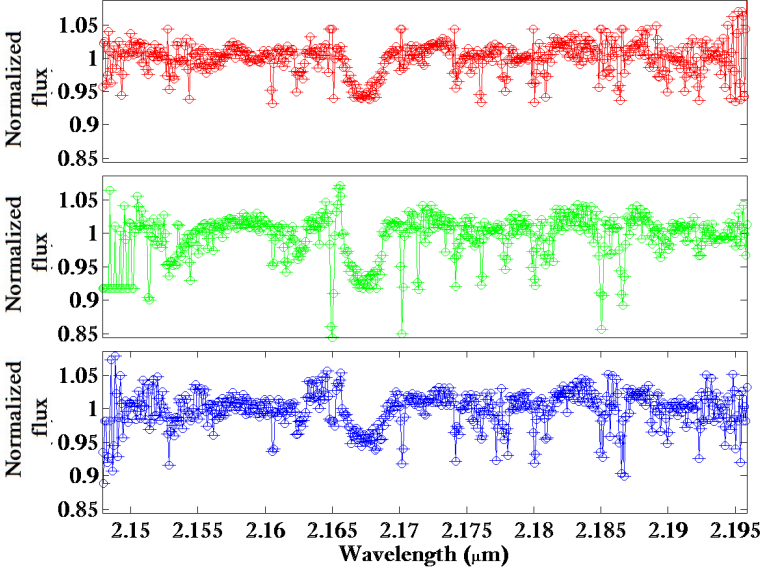
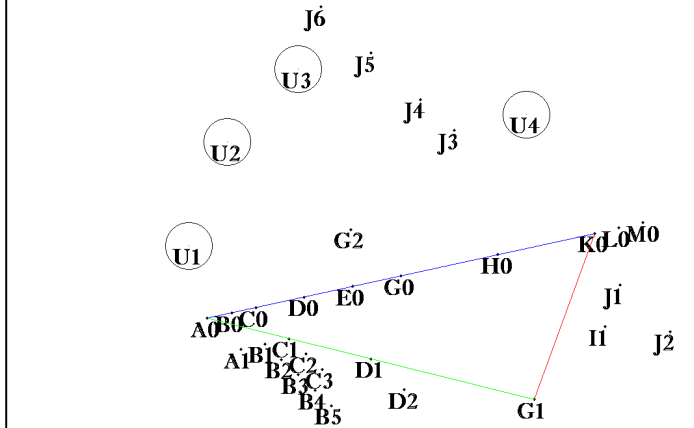
Autres Travaux

Dans cette annexe je présente brièvement d'autres travaux scientifiques parallèles que j'ai dû mener ; à savoir un code Matlab de lecture des données OIFITS, une étude sur un instrument de détection directe d'Exoplanète (voir papier SPIE où mon nom y est en second auteur ; [Allouche et al. \(2012\)](#)), et un travail de reconstruction d'image sur Achernar en nième auteur dans un papier A&A [Domiciano de Souza et al. \(2014\)](#)).

A.1 OIFITS sur Matlab

Ci-dessous est présentée un exemple de figure qui permet de visualiser simultanément toutes les données OIFITS (spectres, modules de visibilités, phases différentielles et la phase de clôture), ainsi que d'importantes informations annexes, telles que : le plan de couverture (u, v), l'instrument, les bases interférométriques (télescopes), l'objet observé, la date et heure d'observation, le temps d'exposition, ...etc. Cette figure résulte d'un code Matlab "ShowOi-data" que j'ai développé à la base pour la lecture des données OIFITS AMBER, et qui s'appuie sur une librairie OIFITS-MATLAB (MATrix LABoratory) -que j'ai adaptée à mes besoins-développée au sein du laboratoire J.L.Lagrange par Antony Schutz.

new3 AMBER.2008-05-04T09 50 16.006 -8 01.939 OI DATA AVG
 Target : altair
 Exposure time (s) : 6
 Observing date : 2008-05-04T09:50:16.0059
 Origin : ESO
 Observation : ESO-VLTI-A234
 Instrument : AMBER
 Telescope 1 : K0
 Telescope 2 : G1
 Telescope 3 : A0



A.2 Reconstruction d'image

Dans le courant du mois d'octobre 2013, j'étais invité à participer au travail de reconstruction d'image sur des données PIONIER d'Achernar, avec Gaetan Dalla Vedova, Florentin Millour et Armando Domciano de Souza. Mon travail a d'abord été l'installation, compréhension et exécution des logiciels MIRA¹ & BSMEM². Je me suis ensuite concentré exclusivement sur le logiciel BSMEM sans apporter aucune modification, tandis que mon collègue Gaetan lui s'est chargé d'adapter le logiciel MIRA aux besoins de la reconstruction. Ci-dessous, l'article qui contient la reconstruction d'image à partir des données PIONIER d'Achernar et juste après une figure de reconstruction d'image obtenue par BSMEM. Les résultats obtenus par les deux méthodes ont été jugé équivalents.

1. Multi-aperture Image Reconstruction Algorithm est un algorithme de reconstruction d'image à partir des données fournies par des interféromètres optiques. Ecrit en Yorick par Eric Thiébaud, du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (Thiébaud 2008). MIRA procède par réduction directe d'une vraisemblance pénalisée. Cette pénalité est la somme de deux termes : un terme de vraisemblance (le χ^2) qui impose l'accord du modèle avec les données, en plus d'un terme de régularisation pour tenir compte des approximations, qui sont tenus de lever nombreuses dégénérescences en raison de la faible densité d'échantillonnage des fréquences spatiales.

2. BiSpectrum Maximum Entropy Method : est aussi un logiciel pour la reconstruction d'image à partir des données d'interférométrie optique. Il a d'abord été écrit en Fortran et complété par David Buscher en 1992, à l'université de Cambridge, pour démontrer la reconstruction directe maximale d'entropie à partir de données de d'ouverture de synthèse optique (Buscher 1994). BSMEM applique une approche entièrement bayésienne pour le problème inverse de trouver l'image la plus probable et met en œuvre un algorithme de descente de gradient pour maximiser la probabilité a posteriori d'une image, en utilisant l'entropie de l'image reconstruite comme probabilité priori.

The environment of the fast rotating star Achernar.[★]

III. Photospheric parameters revealed by the VLTI.

A. Domiciano de Souza^{1,★★}, P. Kervella², D. Moser Faes^{2,3}, G. Dalla Vedova¹, A. Mérand⁴, J.-B. Le Bouquin^{6,7}, F. Espinosa Lara^{8,9}, M. Rieutord^{8,9}, P. Bendjoya¹, A. C. Carciofi³, M. Hadjara^{1,10}, F. Millour¹, and F. Vakili¹

¹ Laboratoire Lagrange, UMR 7293, Université de Nice-Sophia Antipolis (UNS), CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, 06300 Nice, France

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

³ Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo (USP), Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, São Paulo, SP - 05508-900, Brazil

⁴ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁵ UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, F-38041 Grenoble, France

⁶ Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

⁷ CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

⁸ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France

⁹ CNRS, IRAP, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

¹⁰ Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique (CRAAG), Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie

Received ; accepted

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, numerical – Techniques: interferometric, high angular resolution, polarimetric, spectroscopic, photometric

1. Introduction

The rapidly rotating Be star Achernar (α Eridani, HD10144) 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, temperature distribution (gravity darkening), mass, and inclination.

[★] Based on observations performed at ESO, Chile under VLTI PIONIER and AMBER programme IDs 087.D-0150 and 084.D-0456.

^{★★} e-mail: Armando.Domiciano@oca.eu

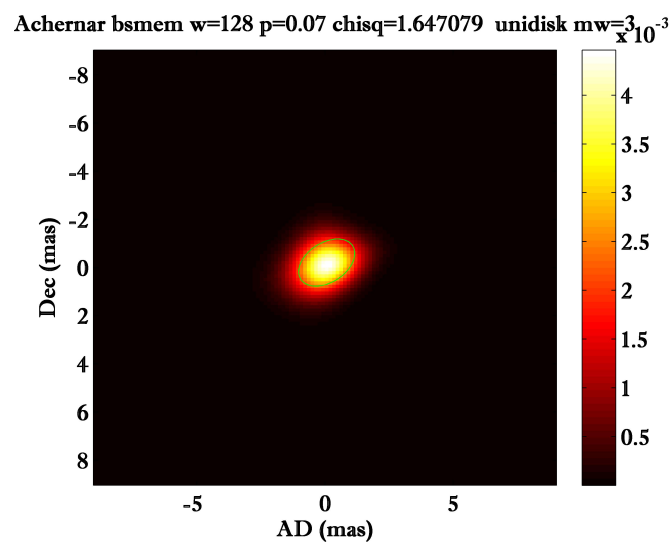


FIGURE A.1 – Reconstruction d'image des données PIONIER Achernar par BSMEM pour une image de 128x128pixels, pour une résolution 0.07mas, avec un approprié d'un disque uniforme de 3 mas de diamètre. A titre indicatif j'ai y rajouté un contour d'ellipse ayant les paramètres d'un rayon de grand axe de 1.5mas, un rapport d'aplatissement grand axe /petit axe de 1.53, et un angle $PA_{rot} = 36.9^\circ$.

A.3 DIFFRACT

Ma contribution au projet DiffRACT : DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic-Telescope, qui comprenait des simulations en optique de Fourier, se résume dans l'article ci-dessous :

DiffRACT: DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope.

F. Allouche^{a,b}, M. Hadjara^{b,c}, Y. Kok^d, F. Vakili^b, L. Abe^b, P.M. Gori^b

^a ESO, European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Karl-Schwarzschild strasse 2, 85748, Garching bei Munich, Germany.

^b Université de Nice Sophia-Antipolis, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire de la Côte d'Azur, UMR 7293 Laboratoire Lagrange, Campus Valrose, F-06108 Nice cedex, France.

^c Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Gèophysique (CRAAG) Route de l'Observatoire, B.P. 63, Bouzareah, 16340, Alger, Algérie.

^d Sydney Institute for Astronomy, School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia.

ABSTRACT

We propose a new high dynamic imaging concept for the detection and characterization of extra-solar planets : DiffRACT standing for DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope. Diffract uses a Wollaston prism to split the entrance pupil into two exit pupils. These two pupils are then remapped with 2 different lenses of different diameters and different focal length (d_i, ϕ_i) resulting in two separate focal images recorded on separate CCDs. Since the Airy pattern or the PSF (Point Spread Function) of a thin lens width depends on the ratio of the focal length to the diameter we arrange the optical parameters of both lenses (d_i and ϕ_i) such as their PSFs exhibit the same width, thus $\frac{d_2}{d_1} = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \gamma$. Therefore, for an on axis source, both Airy patterns will be centered on the image plane and will have the same width. Whereas, for a putative exoplanet orbiting around this on axis source or a star, both images will have the same width but will be located in two different positions in the image plans. The positions being respectively proportional to ϕ_1 and ϕ_2 . Thus, subtracting, post detection, both images will result in canceling the star's on axis light and in preserving the planet's light at those two different positions.

Keywords: High angular resolution, Coronagraphy, Direct Imaging, Exoplanets

1. INTRODUCTION

Ever since the very first detection of the exoplanet 51 Pegasi b in 1995, the list of exoplanets constantly increases thanks to indirect detection methods. The next generation instruments, such as aperture-synthesis interferometers and extremely large telescopes, will pave the way for high angular resolution while the high intensity ratio between a star and its orbiting planet keeps the direct detection of exoplanetary systems a technological challenge. Throughout the last decade many coronagraphic concepts¹ have been proposed to overcome this difficulty. All coronagraphs aim at reducing the dynamic range in the image. While some achieve this by blocking the core of an on-axis source image (Lyot type coronagraphs), some extinguish the light the on-axis sources by destructive interferences (nulling coronagraph). Additionnally to the instruments themselves, some imaging technique were elaborated for post detection such as the S/A DI, Spectral/Angular differential imaging,² and³ to name just a few. The coronagraph that we describe in the following, DiffRACT : DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope, belongs as an instrument and as a concept to the "post detection" coronagraph family. The concept formalism of DiffRACT and numerical computations will be presented in detail in this paper. In the first section a general introduction followed by the formalism of the coronagraph is presented. In Section two, we will take a closer look at the γ ratio and how its value influences the performances of Diffract. In the last section, section 4 we will be presenting some numerical simulations taking into account the atmospheric turbulence effect on the coronagraphic images.

Further author information: (Send correspondence to F. Allouche)
E-mail: fatme.allouche@eso.org

2. DIFFRACT

As illustrated in Fig. 1 the beam at the focus of the telescope is collimated and then intercepted by a Wollaston prism that splits the beam in two. The two beams will then emerge from the prism with inclination of $\pm \theta/2$, where θ is the prism angle. In the pupil plans, of each optic path of the beams, we place an imaging lens. Those lenses have proportional diameters and focal length such as $\frac{d_2}{d_1} = \frac{f_2}{f_1} = \gamma$. In the following we take $\gamma < 1$.

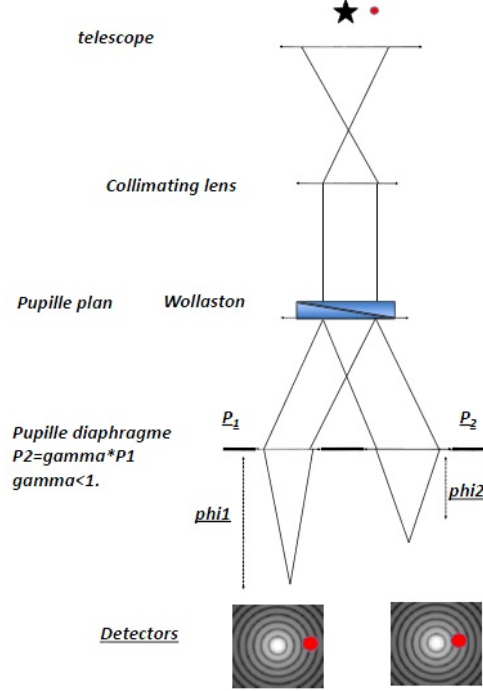


FIGURE 1. The pupil is divided in two thanks to a Wollaston prism. Each pupil is then reimaged with a different lens. Those two lenses are chosen such as $\frac{d_1}{\phi_1} = \frac{d_2}{\phi_2} = \gamma$. The resulting images are then subtracted.

3. BINARY SYSTEM THROUGH DIFFRACT

At the entrance of the telescope of diameter D , in the pupil plan (x,y) , the complex amplitudes of the on axis source and the off axis source are given by respectively⁴ :

$$E(x, y) = \frac{1}{S} \prod\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{D}\right), \quad (1)$$

$$P(x, y) = \frac{1}{S} \prod\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{D}\right) \exp\left\{\frac{2i\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)\right\}, \quad (2)$$

where S is the collecting surface area, λ is the observation wavelength and $\vec{\alpha} = (\alpha, \beta)$ is the on sky position vector of the off axis source. At the focus of the telescope the complex amplitudes of the images of the sources are given by :

$$I_E(x, y) = \frac{2\pi D^2}{4\lambda F} J_{1c}\left(\frac{\pi D}{\lambda F} \sqrt{x^2 + y^2}\right). \quad (3)$$

$$I_P(x, y) = \frac{2\pi D^2}{4\lambda F} J_{1c}\left(\frac{\pi D}{\lambda F} \sqrt{(x - \alpha F)^2 + (y - \beta F)^2}\right). \quad (4)$$

The beams are then re-collimated with a lens of diameter $d = \frac{Df}{F}$ where f is its focal length. The reimaged pupils' complex amplitudes is thus⁴ :

$$P_E(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (5)$$

$$P_P(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \cdot \exp \left\{ \frac{-2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\alpha F}{f} x + \frac{\beta F}{f} y \right) \right\} \quad (6)$$

Then the collimated beams are split by the Wollaston prism resulting in a $\sqrt{2}$ reduction in their amplitudes and a deviation in their propagation directions of $+/- \frac{\theta}{2}$ for the on and off axis source and $\frac{\theta}{2} + / - \alpha$ for the $\vec{\alpha}$ off axis source, $\vec{\theta}$ is the angle of the prism, as shown in Fig. 2.

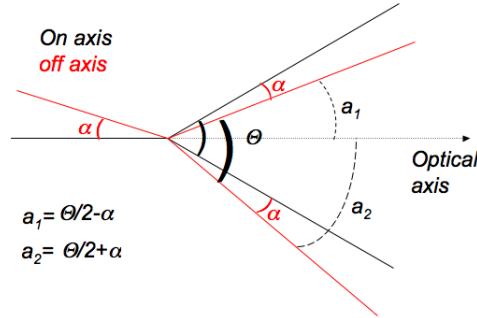


FIGURE 2. This figure shows, as a function of θ : the Wollaston prism angle, the deviations induced on two separated beams generated from an on axis source (black line) and an off axis source (red line).

Thus the first ensemble, ensemble 1 intercepted by L_1 , the one deviated by $+\frac{\theta}{2}$ becomes⁴ :

$$P_{E1}(x, y) = \frac{F}{\sqrt{2}f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \exp \left\{ \frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\theta}{2} \vec{x} \right) \right\}. \quad (7)$$

$$P_{P1}(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \cdot \exp \left\{ \frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\theta}{2} - \frac{\alpha F}{f} \vec{x} \right) \right\} \quad (8)$$

And the second ensemble, the one deviated by $-\frac{\theta}{2}$

$$P_{E2}(x, y) = \frac{F}{\sqrt{2}f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \exp \left\{ \frac{-2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\theta}{2} \vec{x} \right) \right\}. \quad (9)$$

$$P_{P2}(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \cdot \exp \left\{ \frac{-2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\theta}{2} + \frac{\alpha F}{f} \vec{x} \right) \right\} \quad (10)$$

These two sets of equations are equivalent to the two following ones as soon as one considers the common $+/-\vec{\theta}$ deviations of both beams. Thus the first set can be re-written as :

$$P_{E1}(x, y) = \frac{F}{\sqrt{2}f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (11)$$

$$P_{P1}(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \cdot \exp \left\{ \frac{-2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\alpha F}{f} x + \frac{\beta F}{f} y \right) \right\} \quad (12)$$

And the second set can be re-written as :

$$P_{E1}(x, y) = \frac{F}{\sqrt{2}f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (13)$$

$$P_{P1}(x, y) = \frac{F}{f} \prod \left(\frac{F}{Df} \sqrt{x^2 + y^2} \right) \cdot \exp \left\{ \frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{\alpha F}{f} x + \frac{\beta F}{f} y \right) \right\} \quad (14)$$

The above derived expressions are only done once we verify that the reimaged pupils, P_{E1} and P_{E2} do not overlap. This leads to the first constraint relating the telescope's parameters (diameter and focal) and the prism angle, θ , expressed in the following equation :

$$\frac{F}{D} > \frac{0.5}{\tan \frac{\theta}{2}} \quad (15)$$

Each beam ensemble falls on an imaging lens. Those two lenses, L_1 and L_2 are chosen such as their diameter and focal length are proportional to each other i.e. $\frac{d_2}{d_1} = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \gamma$, where $\gamma < 1$. At the focus of L_1 the previous equations from set 1 with their Fourier Transforms lead to the normalized intensities expressed as the sum of $L_1 = I_{E1}(x, y) + I_{P1}(x, y)$ where :

$$I_{E1}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{J_1^2 \left(\frac{\pi D f}{\lambda F \phi_1} \sqrt{x^2 + y^2} \right)}{x^2 + y^2}, \quad (16)$$

$$I_{P1}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \frac{J_1^2 \left(\frac{\pi D f}{\lambda F \phi_1} \sqrt{\left(x - \frac{\alpha F \phi_1}{f}\right)^2 + \left(y - \frac{\beta F \phi_1}{f}\right)^2} \right)}{\left(x - \frac{\alpha F \phi_1}{f}\right)^2 + \left(y - \frac{\beta F \phi_1}{f}\right)^2} \quad (17)$$

And at the focus of L_2 the previous equations from set 2 with their Fourier Transforms lead to the normalized intensities expressed as the sum of $L_2 = I_{E2}(x, y) + I_{P2}(x, y)$ where :

$$I_{E2}(x, y) = \frac{\gamma^2}{2\pi} \frac{J_1^2 \left(\frac{\pi D f \gamma}{\lambda F \phi_2} \sqrt{x^2 + y^2} \right)}{x^2 + y^2}, \quad (18)$$

$$I_{P2}(x, y) = \frac{\gamma^2}{2\pi} \frac{J_1^2 \left(\frac{\pi D f \gamma}{\lambda F \phi_2} \sqrt{\left(x - \frac{\alpha F \phi_2}{f}\right)^2 + \left(y - \frac{\beta F \phi_2}{f}\right)^2} \right)}{\left(x - \frac{\alpha F \phi_2}{f}\right)^2 + \left(y - \frac{\beta F \phi_2}{f}\right)^2} \quad (19)$$

Thus the two final images obtained on two different CCDs are respectively L_1 and L_2 . Each of L_1 and L_2 consists of a central Airy pattern and an off axis one. All four Airy patterns of both L_1 and L_2 have the same width, since $d = \frac{Df}{F}$ and since we have set $\frac{d_2}{d_1} = \frac{\phi_2}{\phi_1} = \gamma$. However the off axis Airy components of each of L_1 and L_2 differ by their location in the image plans. In L_1 the off axis Airy pattern is located at $\left(\frac{\alpha F \phi_1}{f}, \frac{\alpha F \phi_1}{f}\right)$ whereas in L_2 it is located at $\left(\frac{\alpha F \phi_2}{f}, \frac{\alpha F \phi_2}{f}\right)$. Once both these images recorded, their fluxes are scaled (thanks to the known value of γ) and then subtracted from each other. The resulting I intensity distribution, $I = L_1 - \frac{L_2}{\gamma^2}$, will only consist of the off axis Airy patterns. The on axis (superposed) Airy patterns will be completely removed.

3.1 Numerical computation

We wrote a Matlab routine simulating the resulting images L_1 and L_2 for a 10m class telescope and extrasolar planetary system of 0.05" separation at an observation wavelength $\lambda = 600e^{-9}m$ and a $\gamma = 0.7$, Numerically, the planet to star ratio can be as low as 10^{-19} under these considerations. The resulting images, L_1 , L_2 and I are shown in Fig. 3.

3.2 γ

From the last two equations we can identify the planets positions in the final image, I . One will be centered at $C_2 = \left(\frac{\alpha F \phi_2}{f}, \frac{\alpha F \phi_2}{f}\right)$ and the other at $C_1 = \left(\frac{\alpha F \phi_1}{f}, \frac{\alpha F \phi_1}{f}\right)$. In order to increase the signal to noise ratio for the planet it is mandatory to make sure that these two planets' images will not overlap, meaning that they will not cancel each other at the subtracting level when computing I . This leads us to the following constraint on the value of γ , function of the instrument's parameters : $F, \phi_1, 2, D$ as well as the observable system $\vec{\alpha}$. From the Rayleigh criterion the distance between both distance should be less that the PSF width of the instrument :

$$\vec{\alpha}(1 - \gamma) > \frac{\lambda}{D}. \quad (20)$$

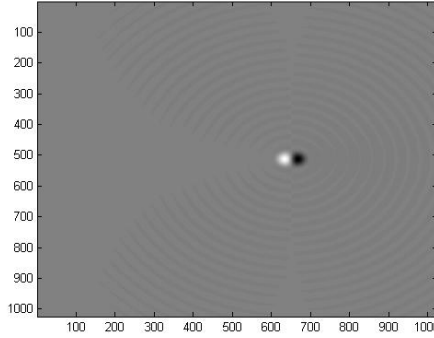


FIGURE 3. This a numerical simulation of the final intensity plane I . $D=10\text{m}$, $\gamma=0.8$ and $\vec{\alpha} = 0.05''$.

Another thing to consider, is the admitted closeness of C_1 and C_2 . The latter computed constraint gives us the best value of γ for a given telescope (diameter) and a given system ($\vec{\alpha}$). in Fig. 4 upper plot, we plotted the residual energy after the planets' subtraction as a function of γ (for $D=10\text{m}$ and $\alpha=0.05''$ and $\lambda = 6e^{-7}\text{m}$. And the same was done for the star's (Fig. 4-lower plot). Looking at both images leads us to the conclusion that the best values of γ are those < 0.7 , where the planet's residual intensity is the highest. Therefore in order to increase the signal to noise ratio of the planet it is better to fix γ to its higher possible value, i.e. 0.7.

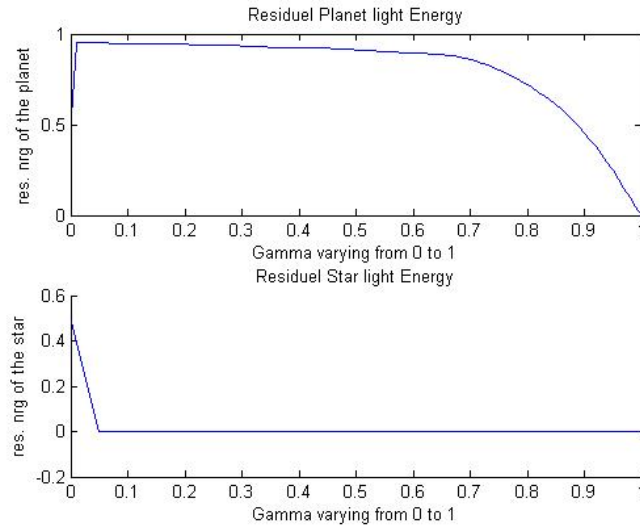


FIGURE 4. for a given D and $\vec{\alpha}$ we plot the residual energy of the planets and the stars as a function of γ . We see that when γ is equal to zero, meaning that the second lens is completely obstructed, the normalized intensity of the planet is $1/2$. Whereas it drops to zero when γ is equal to 1 meaning that both imaging lenses are identical. The residual energy for the planet starts increasing as soon as $\gamma > 0.7$.

4. INCLUDING SOME ATMOSPHERIC TURBULENCE

In this section we present some numerical simulations of the same, previously described procedure including some atmospheric turbulence to the data. The planets' positive and negative images seems to emerge with a good contrast ratio from the otherwise enshrouding star's light and this even with a contract of 10^{-10} when the Strehl ratio is respectively 70% and 80%. The planets images are directly visible on the subtraction plots, Fig. 5.

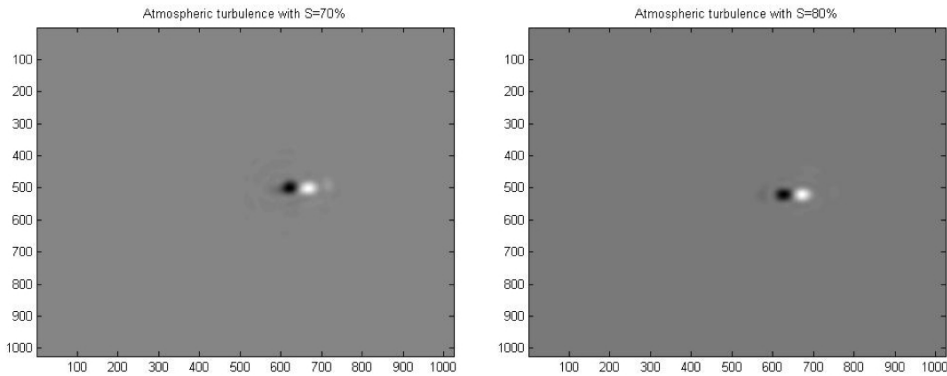


FIGURE 5. I , the post detection DiffRACT image in the presence of atmospheric turbulence for a Strehl ratio of 70% (left) and 80% right. In these numerical simulations the following parameters were set to : D-10m, $\gamma = 0.7$ and the flux ratio between the star and the planet was set to 10^{-10} .

are two numerical simulations for two different Strehl ratios 80% and 70% respectively. On those two images the star's light is completely diminished whereas the planet's star still emerges despite a 10^{-10} ratio with the star's flux.

5. CONCLUSION

In conclusion, DiffRACT, as presented in this paper as a new concept for coronagraphy exhibits a very powerful potential for high contrast imaging for the future instrument generation, ELTs and Imaging interferometers with their high angular resolution capabilities. Despite the low values of the Strehl ratios, DiffRACT, throughout the numerical simulations still delivers resolved and fully exploitable images of exoplanets barely $0.05''$ away from their star, in other terms, exploitable images of a solar-earth like system 20 parsecs away. The next step in the study of this concept will be carried out with an experimental setup to characterize the full performances of such an instrument. For instance, asymmetric optical aberrations in the optical paths and irregularities can increase considerably the residual energy of the star, thus, making the planet's detection hardly possible. Moreover, the integration time and signal to noise ratio required for exoplanet detection with DiffRACT will be discussed in a further paper describing the work in progress. A closer look into speckle interferometry applied to DiffRACT will be investigated for the detection of exoplanets at a much higher level to atmospheric turbulence.

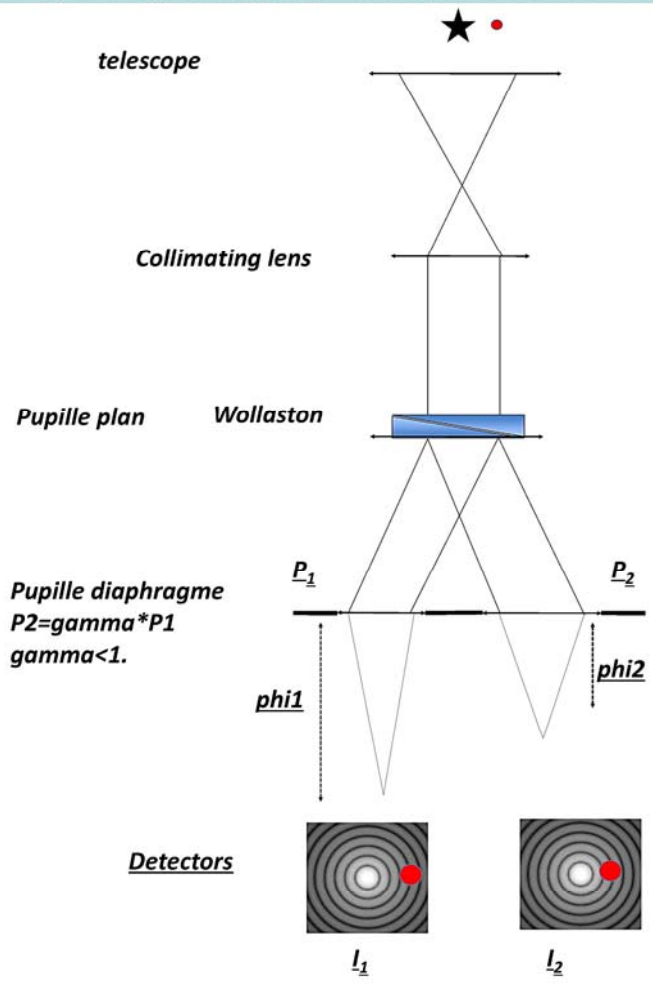
REFERENCES

- [1] Guyon, O., 2006, Pulzchnik, E., Kuchner, M., Collins, B., Rigway, S., "Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs", *ApJ Sup.* , 167, 81, 2006.
- [2] C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckermann, I. Song, J. Patience, D. Lafrenière, R. Doyon, "Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799", *Science* , Vol 322 no. 5906 pp. 1349-1352, 28 Nov. 2008.
- [3] Racine et al., "Differential imaging with a Multicolor Detector Assembly : A New exoplanet Finder Concept", *The Astrophysical Journal*, 615 :L61-L64, 1st Nov. 2004.
- [4] J.W. Goodman, *Statistical Optics*, Wiley, New York, 1992.

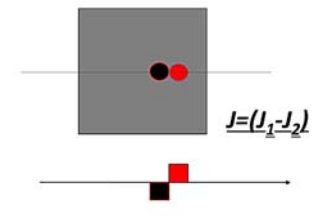
DIFFRACT: DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope

F. Allouche ^{a,b,c}, Massinissa Hadjara ^b, Yitping kok ^d, F. Vakili ^b, Pierre-marie Gori ^b
 a ESO, European Southern Observatory, Karl Schwarzschild strasse 2, 85748 Garhing bei Munich, Germany.
 b UMR 7293, UNS, CNRS, OCA, Campus Valrose, F-06108 Nice Cedex, France
 c Collège de France, Chaire Astrophysique Observationnelle, 11, place Marcelin Berthelot 75230, Paris Cedex 05, France.
 d University of Sydney, Australia.

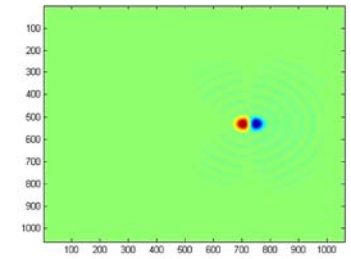
We propose a new high dynamic imaging concept for the detection and characterization of extra-solar planets. DIFFRACT standing for DIFFerential Remapped Aperture Coronagraphic Telescope, uses a Wollaston prism to split the entrance pupil into two exit pupils. These exit pupils are then remapped with 2 lenses of different diameters and different focal length (d_1, ϕ_1) and (d_2, ϕ_2) resulting in two separate focal images. Since the Airy pattern width is dependent on the lens diameter and its focal length we arrange the optical paramater of both lenses such as $d_2 = \gamma * d_1$ and $\phi_1 = \gamma * \phi_2$. Therefore for an on axis source, both Airy pattern will be centered in the image plane and will have the same width. Where as for a putative exoplanet orbiting around the star, both images will have the same width but will be located in different positions proportional respectively to ϕ_1 and ϕ_2 . Thus, subtracting both resulting imaging will end up in canceling the star's light while preserving the planet's light in two different locations.



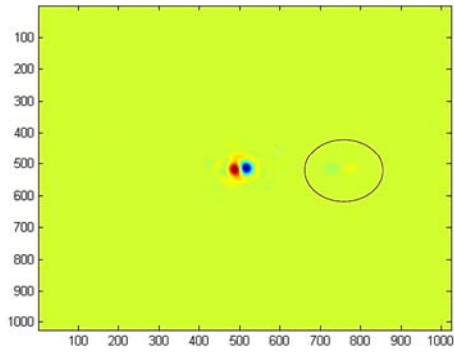
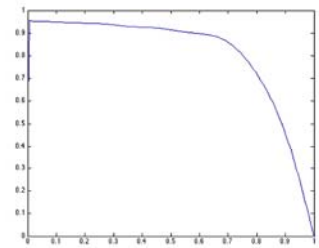
Substraction of I1 and I2



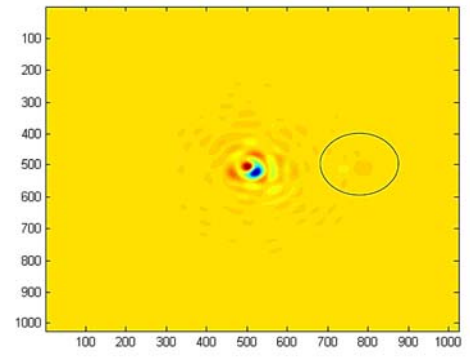
Numerical simulations with $\alpha = 0.05''$ and $\gamma = 0.8$



Depending on the value of gamma the residual energy of the planet varies as follow



left respectively right, with a Strehl ratio of 75% and 90% the planet's twin are still visible. However, for these simulations, the contrast between the star and the planet is only of 10^{-2} and 10^{-3} . This is due to numerocal interpolation problems that need to be looked closely into.



In conclusion, the DIFFRACT concept belongs to the post detection differentiel imaging techniques for high contrast imaging applied to the domain of exoplanets direct detection or any faint source orditing a bright object. The very brief study conducted so far show, in perfect conditions, that the concept is valide and works up to a 10^{-15} star to planet contrast. Whereas it is obvious that the numerical simulations in the presence of atmospheric turbulence, degrade considerably the robustness of the coronagraph, not allowing a planet's detection 10^{-3} fainter that the star and this under relatively good observational conditions with a Strehl ratio of 90%. This work was achieved and financed by the laboratoire Lagrange of the Observatoire de la Côte d'Azur. I would like to dedicate a speical thanks to Yitping Kok for stimulating enriching discussion around this concept.

A.4 Contexte de mon travail de thèse

Mon travail pour le doctorat s'est déroulée à l'observatoire d'Alger avec quelques missions régulières annuelles d'un mois à trois à l'observatoire de la Côte d'Azur, à l'exception de l'année 2013-2014 qui s'est déroulée en quasi-totalité à l'OCA. Avec une aide financière de quelques centaines d'euros de chacune de mes instituts de cotutelle, conditions que j'avais adaptées pour ma thèse. J'ai appris ainsi, en plus de travail scientifique entamé en toute autonomie, à gérer les différentes demandes de financement, quasi-trimestrielle. Ma formation doctorale m'a permis d'acquérir donc une solide expérience dans l'élaboration de projets scientifiques et de demandes de subvention, comme :

- Une demande de projet CRAAG (observatoire d'Alger) sur le domaine de l'interférométrie stellaire et dont son CS a approuvé la mise en marche.
- Deux demandes de financement Opticon Fizeau en 2012 et 2014 (toutes deux acceptées).
- Un projet CMEP, puis un PICS franco-Algérien que j'avais géré de A à Z, dans l'espoir d'obtenir plus amples soutien financier pour mes projets scientifique. Ces projets ont tous les deux été approuvés par le CNRS côté français, mais sont restés hélas sans suite coté Algérien.
- Et enfin une mission d'observation au VLTI Paranal/Chili financée en grande partie par mon projet CRAAG, avec une notable aide financière de l'équipe MPO/OCA et de l'ESO.

J'estime que toutes ces expériences m'ont permis de développer des aptitudes de gestion de projet, y compris dans des conditions relativement complexes.

Bibliographie

- Abbott, D. C. 1979, in IAU Symposium, Vol. 83, Mass Loss and Evolution of O-Type Stars, ed. P. S. Conti & C. W. H. De Loore, 237–239 (Cité en page 28.)
- Allouche, F., Hadjara, M., Kok, Y., et al. 2012, in SPIE, Vol. 8446, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 7 (Cité en pages 8, 190 et 193.)
- Arias, M. L., Zorec, J., Cidale, L., et al. 2006, A&A, 460, 821 (Cité en page 27.)
- Aufdenberg, J. P., Mérand, A., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, ApJ, 645, 664 (Cité en pages 15 et 16.)
- Babel, J. & North, P. 1997, A&A, 325, 195 (Cité en page 25.)
- Barnes, S. A. 2003, ApJ, 586, 464 (Cité en page 13.)
- Baron, E., Chen, B., & Hauschildt, P. H. 2010, PHOENIX : A General-purpose State-of-the-art Stellar and Planetary Atmosphere Code, Astrophysics Source Code Library (Cité en page 121.)
- Beckers, J. M. 1982, Optica Acta, 29, 361 (Cité en pages 7 et 59.)
- Benisty, M., Malbet, F., de Wit, W. J., et al. 2005, in Protostars and Planets V Posters, 8395 (Cité en page 69.)
- Berger, J.-P., Zins, G., Lazareff, B., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 35 (Cité en page 6.)
- Bevington, R. 1986, The genius of China : 3000 years of science, discovery, and invention (New York : Simon and Schuster) (Cité en page 10.)
- Bjorkman, J. E. & Cassinelli, J. P. 1993, ApJ, 409, 429 (Cité en pages 28 et 29.)
- Brown, R. H. 1968, ARA&A, 6, 13 (Cité en page 49.)
- Brunet, P. 1931, L'introduction des théories de Newton en France au XVIII ème siècle (Paris : Blanchard) (Cité en page 11.)
- Bruning, D. H. 1981, ApJ, 248, 274 (Cité en page 107.)
- Buscher, D. F. 1994, in IAU Symposium, Vol. 158, Very High Angular Resolution Imaging, ed. J. G. Robertson & W. J. Tango, 91 (Cité en page 195.)
- Butler, B. J., McKinnon, M. M., Perley, R. A., & Dewdney, P. E. 2006, IAU Special Session, 1, 18 (Cité en page 42.)
- Carciofi, A. C. & Bjorkman, J. E. 2006, ApJ, 639, 1081 (Cité en page 100.)
- Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41 (Cité en page 65.)

- Cassinelli, J. P., Brown, J. C., Maheswaran, M., Miller, N. A., & Telfer, D. C. 2002, *ApJ*, 578, 951 (Cité en page 27.)
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157 (Cité en pages 28 et 179.)
- Che, X., Monnier, J. D., Zhao, M., et al. 2011, *ApJ*, 732, 68 (Cité en pages 15 et 112.)
- Chelli, A. & Petrov, R. G. 1995a, *A&AS*, 109, 389 (Cité en page 191.)
- Chelli, A. & Petrov, R. G. 1995b, *A&AS*, 109, 401 (Cité en page 191.)
- Chesneau, O., Meilland, A., Rivinius, T., et al. 2005, *A&A*, 435, 275 (Cité en page 31.)
- Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081 (Cité en page 115.)
- Claret, A. & Gimenez, A. 1990, *A&A*, 230, 412 (Cité en page 115.)
- Cohen, M. H., Moffet, A. T., Schilizzi, R. T., et al. 1975, *ApJ*, 201, 249 (Cité en page 42.)
- Colavita, M. M. 1999, *PASP*, 111, 111 (Cité en page 75.)
- Collier Cameron, A. & Donati, J.-F. 2002, *MNRAS*, 329, L23 (Cité en page 107.)
- Collins, II, G. W. 1963, *ApJ*, 138, 1134 (Cité en pages 13, 103 et 117.)
- Collins, II, G. W. 1965, *ApJ*, 142, 265 (Cité en pages 13 et 117.)
- Collins, II, G. W. 1974, *ApJ*, 191, 157 (Cité en page 20.)
- Collins, II, G. W. & Harrington, J. P. 1966a, *AJ*, 71, 381 (Cité en page 13.)
- Collins, II, G. W. & Harrington, J. P. 1966b, *ApJ*, 146, 152 (Cité en pages 20 et 117.)
- Collins, II, G. W. & Smith, R. C. 1985, *MNRAS*, 213, 519 (Cité en page 13.)
- Collins, II, G. W. & Sonneborn, G. H. 1977, *ApJS*, 34, 41 (Cité en pages 13 et 20.)
- Connon Smith, R. & Worley, R. 1974, *MNRAS*, 167, 199 (Cité en page 20.)
- Delaa, O., Stee, P., Meilland, A., et al. 2011, *A&A*, 529, A87 (Cité en page 19.)
- Diaz-Cordoves, J. & Gimenez, A. 1992, *A&A*, 259, 227 (Cité en page 115.)
- Domiciano de Souza, A., Hadjara, M., Vakili, F., et al. 2012a, *A&A*, 545, A130 (Cité en pages 7, 8, 15, 25, 65, 87, 99, 125, 137 et 190.)
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47 (Cité en pages 15, 25, 65, 68, 87 et 110.)
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Moser Faes, D., et al. 2014, *A&A*, 569, A10 (Cité en pages 8, 25, 66, 113, 190 et 193.)
- Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E., & Abe, L. 2002, *A&A*, 393, 345 (Cité en pages 104 et 111.)

- Domiciano de Souza, A., Zorec, J., Jankov, S., et al. 2004, *A&A*, 418, 781 (Cité en pages 107 et 110.)
- Domiciano de Souza, A., Zorec, J., & Vakili, F. 2012b, in *SF2A-2012 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 321–324 (Cité en page 99.)
- Donahue, R. A., Saar, S. H., & Baliunas, S. L. 1996, *ApJ*, 466, 384 (Cité en page 107.)
- Donati, J.-F. & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 1 (Cité en page 107.)
- Donati, J.-F., Wade, G. A., Babel, J., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 1265 (Cité en page 27.)
- Eddington, A. S. 1926, *The Internal Constitution of the Stars* (Cité en page 103.)
- Ekström, S., Meynet, G., Maeder, A., & Barblan, F. 2008, *A&A*, 478, 467 (Cité en page 20.)
- Elvey, C. T. 1930, *ApJ*, 71, 221 (Cité en page 12.)
- Espinosa Lara, F. & Rieutord, M. 2011, *A&A*, 533, A43 (Cité en pages 112 et 159.)
- Fizeau, H. 1868, *C. R. Acad. Sci.*, 66, 932 (Cité en pages 6 et 40.)
- Floquet, M., Hubert, A. M., Hubert, H., et al. 1996, *A&A*, 310, 849 (Cité en page 33.)
- Fomalont, E. B. & Wright, M. C. H. 1974, *Interferometry and Aperture Synthesis*, ed. G. L. Verschuur, K. I. Kellermann, & V. van Brunt, 256 (Cité en page 54.)
- Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A.-M., & Floquet, M. 2005, *A&A*, 440, 305 (Cité en page 18.)
- Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A. M., et al. 2004, in *IAU Symposium, Vol. 215, Stellar Rotation*, ed. A. Maeder & P. Eenens, 23 (Cité en pages 25 et 117.)
- Gay, J. & Rabbia, Y. 2014, in *Improving the Performances of Current Optical Interferometers & Future Designs*, ed. L. Arnold, H. Le Coroller, & J. Surdej, 181–189 (Cité en page 52.)
- Gies, D. R. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 214, IAU Colloq. 175 : The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, 668 (Cité en page 29.)
- Gies, D. R., Bagnuolo, Jr., W. G., Baines, E. K., et al. 2007, *ApJ*, 654, 527 (Cité en page 31.)
- Gitton, P. B., Leveque, S. A., Avila, G., & Phan Duc, T. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, 944 (Cité en page 72.)
- Gray, D. F. 1977, *ApJ*, 211, 198 (Cité en page 107.)
- Gray, D. F. 1982, *ApJ*, 258, 201 (Cité en page 107.)
- Gray, D. F. 1988, *Lectures on spectral-line analysis : F,G, and K stars* (Cité en page 59.)

- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407 (Cité en page 121.)
- Hadjara, M., Domiciano de Souza, A., Vakili, F., et al. 2014, *A&A*, 569, A45 (Cité en pages 8, 25, 66, 104, 137, 183 et 189.)
- Hadjara, M., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., Millour, F., & Bendjoya, P. 2012, in *SF2A-2012 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 533–538 (Cité en pages 8 et 190.)
- Hadjara, M., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., et al. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 59, *EAS Publications Series*, ed. D. Mary, C. Theys, & C. Aime, 131–140 (Cité en pages 8, 174, 176 et 190.)
- Hanbury Brown, R. 1956, *Nature*, 178, 1046 (Cité en page 49.)
- Hanbury Brown, R., Davis, J., & Allen, L. R. 1974a, *MNRAS*, 167, 121 (Cité en pages 6 et 49.)
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R. J. W., & Thompson, R. J. 1974b, *MNRAS*, 167, 475 (Cité en page 49.)
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, *ApJS*, 107, 281 (Cité en page 81.)
- Harmanec, P. 1987, in *IAU Colloq. 92 : Physics of Be Stars*, ed. A. Slettebak & T. P. Snow, 339–355 (Cité en page 29.)
- Harmanec, P. 1988, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 39, 329 (Cité en page 65.)
- Harmanec, P., Bisikalo, D. V., Boyarchuk, A. A., & Kuznetsov, O. A. 2002, *A&A*, 396, 937 (Cité en page 30.)
- Harrington, J. P. & Collins, II, G. W. 1968, *ApJ*, 151, 1051 (Cité en page 13.)
- Heeschen, D. S. 1967, *Science*, 158, 75 (Cité en page 42.)
- Hirschi, R., Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 443, 581 (Cité en page 58.)
- Houdek, G., Balmforth, N. J., Christensen-Dalsgaard, J., & Gough, D. O. 1999, *A&A*, 351, 582 (Cité en page 174.)
- Huang, S.-S. 1973, *ApJ*, 183, 541 (Cité en page 23.)
- Huat, A.-L., Hubert, A.-M., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 95 (Cité en page 32.)
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875 (Cité en pages 87 et 121.)
- Hutchings, J. B., Nemeč, J. M., & Cassidy, J. 1979, *PASP*, 91, 313 (Cité en page 20.)
- Hutchings, J. B. & Stoeckley, T. R. 1977, *PASP*, 89, 19 (Cité en page 20.)
- Jankov, S. 2010, *Serbian Astronomical Journal*, 181, 1 (Cité en page 63.)

- Jankov, S. 2011, *Serbian Astronomical Journal*, 183, 1 (Cité en page 63.)
- Jankov, S., Vakili, F., Domiciano de Souza, Jr., A., & Janot-Pacheco, E. 2001, *A&A*, 377, 721 (Cité en pages 14, 61, 161, 176 et 186.)
- Jeans, J. H. 1928, *Nature*, 121, 279 (Cité en page 23.)
- Kanaan, S., Meilland, A., Stee, P., et al. 2008, *A&A*, 486, 785 (Cité en page 65.)
- Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059 (Cité en page 65.)
- Kervella, P., Domiciano de Souza, A., & Bendjoya, P. 2008, *A&A*, 484, L13 (Cité en pages 25, 30 et 65.)
- Kippenhahn, R. 1977, *A&A*, 58, 267 (Cité en page 20.)
- Klinglesmith, D. A. & Sobieski, S. 1970, *AJ*, 75, 175 (Cité en page 115.)
- Koechlin, L. 1988, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 29, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. F. Merkle, 695–704 (Cité en page 6.)
- Kraus, S., Monnier, J. D., Che, X., et al. 2012, *ApJ*, 744, 19 (Cité en pages 100 et 178.)
- Kriz, S. & Harmanec, P. 1975, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 26, 65 (Cité en page 30.)
- Kuhn, J. R., Bush, R. I., Emilio, M., & Scherrer, P. H. 2004, *ApJ*, 613, 1241 (Cité en page 101.)
- Kulagin, E. S. 1970, *Soviet Ast.*, 14, 445 (Cité en page 50.)
- Kurucz, R. L. 1970, *SAO Special Report*, 309 (Cité en pages 115 et 121.)
- Labeyrie, A. 1970, *A&A*, 6, 85 (Cité en page 50.)
- Labeyrie, A. 1972, in *Auxiliary Instrumentation for Large Telescopes*, ed. S. Laustsen & A. Reiz, 389–393 (Cité en page 5.)
- Labeyrie, A. 1975, *ApJ*, 196, L71 (Cité en pages 6 et 50.)
- Labeyrie, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 59, *EAS Publications Series*, ed. D. Mary, C. Theys, & C. Aime, 5–23 (Cité en pages 50 et 52.)
- Labeyrie, A., Kibblewhite, J., de Graauw, T., et al. 1982, in *Very long baseline interferometry techniques*, ed. F. Biraud, 477–488 (Cité en page 50.)
- Labeyrie, A., Praderie, F., Steinberg, J., Vatoux, S., & Wouters, F. 1980, in *Optical and Infrared Telescopes for the 1990's*, ed. A. Hewitt, 1020 (Cité en page 50.)
- Lachaume, R. 2003, *A&A*, 400, 795 (Cité en page 61.)
- Lagarde, S. 1994, PhD thesis, Université de Sophia Antipolis (Cité en page 14.)

- Lawson, P. R. 1999, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 31, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1406 (Cité en pages 42, 43, 48 et 51.)
- Le Bouquin, J.-B., Rousselet-Perraut, K., Berger, 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, 0 (Cité en page 73.)
- Leaman, R., Venn, K. A., Brooks, A. M., et al. 2012, *ApJ*, 750, 33 (Cité en page 7.)
- Lebrun, F., Léna, P., Mignard, F., Pelat, D., & Rouan, D. 2008, *L'observation en astrophysique (EDP Sciences - Collection : Savoirs Actuels)* (Cité en page 72.)
- Lee, U., Osaki, Y., & Saio, H. 1991, *MNRAS*, 250, 432 (Cité en page 29.)
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 73 (Cité en page 6.)
- Lucy, L. B. 1967, *ZAp*, 65, 89 (Cité en page 112.)
- Maeder, A. 1999, *A&A*, 347, 185 (Cité en pages 20 et 58.)
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *A&A*, 361, 159 (Cité en page 24.)
- Maeder, A. & Meynet, G. 2001, *A&A*, 373, 555 (Cité en page 58.)
- Maeder, A. & Peytremann, E. 1972, *A&A*, 21, 279 (Cité en page 20.)
- Maintz, M., Rivinius, T., Štefl, S., et al. 2003, *A&A*, 411, 181 (Cité en page 33.)
- Malbet, F., Petrov, R. G., Weigelt, G., et al. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2 (Cité en page 69.)
- Manduca, A., Bell, R. A., & Gustafsson, B. 1977, *A&A*, 61, 809 (Cité en page 115.)
- Markiel, J. A. & Thomas, J. H. 1999, *ApJ*, 523, 827 (Cité en page 106.)
- Marlborough, J. M. 1976, in *IAU Symposium*, Vol. 70, *Be and Shell Stars*, ed. A. Slettebak, 335–369 (Cité en page 23.)
- Martayan, C., Frémat, Y., Hubert, A.-M., et al. 2006, *A&A*, 452, 273 (Cité en page 58.)
- McAlister, H. A., Bagnuolo, W. G., ten Brummelaar, T. A., et al. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4006, *Interferometry in Optical Astronomy*, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 465–471 (Cité en page 6.)
- McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., Gies, D. R., et al. 2005, *ApJ*, 628, 439 (Cité en page 15.)
- McLaughlin, D. B. 1961a, *JRASC*, 55, 73 (Cité en page 23.)
- McLaughlin, D. B. 1961b, *JRASC*, 55, 13 (Cité en page 23.)
- Meftah, M., Corbard, T., Irbah, A., et al. 2014, *A&A*, 569, A60 (Cité en page 101.)

- Meilland, A. 2007, PhD thesis, Université de Sophia Antipolis (Cité en page 28.)
- Meilland, A., Millour, F., Kanaan, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A110 (Cité en page 178.)
- Meilland, A., Millour, F., Stee, P., et al. 2007, *A&A*, 464, 73 (Cité en page 69.)
- Merrill, P. W. 1922a, *ApJ*, 56, 40 (Cité en page 50.)
- Merrill, P. W. 1922b, *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 240, 1 (Cité en page 41.)
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101 (Cité en page 20.)
- Meynet, G. & Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581 (Cité en page 58.)
- Michelson, A. A. 1891, *Nature*, 45, 160 (Cité en page 41.)
- Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, *ApJ*, 53, 249 (Cité en pages 41 et 64.)
- Millour, F. 2006, PhD thesis, LAOG - Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, LUAN - Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice <EMAIL>fmillour@mpifr.de</EMAIL> (Cité en pages 72 et 81.)
- Millour, F. 2010, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 38, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 1–4 (Cité en page 52.)
- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107 (Cité en page 69.)
- Millour, F., Petrov, R. G., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 107 (Cité en page 69.)
- Milne, E. A. 1921, *MNRAS*, 81, 361 (Cité en page 115.)
- Milone, E. F., Leahy, D. A., & Hobill, D. W., eds. 2008, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 352, *Short-Period Binary Stars : Observations, Analyses, and Results* (Cité en page 10.)
- Miroshnichenko, A. S., Fabregat, J., Bjorkman, K. S., et al. 2001, *A&A*, 377, 485 (Cité en page 30.)
- Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., et al. 2007, *Science*, 317, 342 (Cité en pages 7, 15 et 16.)
- Mourard, D. 1988, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 29, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. F. Merkle, 729–734 (Cité en page 6.)
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L., & Saha, S. 1989, *Nature*, 342, 520 (Cité en pages 50 et 64.)
- Nardetto, N., Mourard, D., Tallon-Bosc, I., et al. 2011, *A&A*, 525, A67 (Cité en page 7.)
- Neiner, C., Grunhut, J. H., Petit, V., et al. 2012, *MNRAS*, 426, 2738 (Cité en page 28.)
- Neiner, C., Hubert, A.-M., Frémat, Y., et al. 2003, *A&A*, 409, 275 (Cité en page 27.)

- Neiner, C. & Mathis, S. 2014, in IAU Symposium, Vol. 301, IAU Symposium, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 465–466 (Cité en page 33.)
- Neiner, C., Mathis, S., Alecian, E., et al. 2015, ArXiv e-prints (Cité en page 10.)
- Neiner, C., Mathis, S., Saio, H., & Lee, U. 2013, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 479, Progress in Physics of the Sun and Stars : A New Era in Helio- and Asteroseismology, ed. H. Shibahashi & A. E. Lynas-Gray, 319 (Cité en page 33.)
- O’Brien, P. T., Goad, M. R., & Gondhalekar, P. M. 1994, MNRAS, 268, 845 (Cité en page 179.)
- Ohishi, N., Nordgren, T. E., & Hutter, D. J. 2004, ApJ, 612, 463 (Cité en page 15.)
- Okazaki, A. T. 2001, PASJ, 53, 119 (Cité en page 29.)
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Gayley, K. G. 1996, ApJ, 472, L115 (Cité en page 29.)
- Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., & Monnier, J. D. 2005, PASP, 117, 1255 (Cité en page 75.)
- Pease, F. G. 1921a, PASP, 33, 171 (Cité en pages 6 et 41.)
- Pease, F. G. 1921b, PASP, 33, 204 (Cité en page 41.)
- Pease, F. G. 1925, Proceedings of the National Academy of Science, 11, 356 (Cité en page 41.)
- Pease, F. G. 1927, PASP, 39, 313 (Cité en page 41.)
- Perrin, G., Woillez, J., Lai, O., et al. 2006, Science, 311, 194 (Cité en page 52.)
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, A&A, 323, L49 (Cité en page 65.)
- Peterson, D. M., Hummel, C. A., Pauls, T. A., et al. 2006a, ApJ, 636, 1087 (Cité en page 15.)
- Peterson, D. M., Hummel, C. A., Pauls, T. A., et al. 2006b, Nature, 440, 896 (Cité en pages 15, 16 et 117.)
- Petit, V., Owocki, S. P., Wade, G. A., et al. 2013, MNRAS, 429, 398 (Cité en page 27.)
- Petrov, R. G. 1988, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 29, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. F. Merkle, 235–248 (Cité en page 186.)
- Petrov, R. G. 1989, in NATO ASIC Proc. 274 : Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 249 (Cité en pages 7, 60 et 61.)
- Petrov, R. G. 2012, Publications de l’Observatoire Astronomique de Beograd, 91, 21 (Cité en page 69.)
- Petrov, R. G. & Lagarde, S. 1992, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 32, IAU Colloq. 135 : Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research, ed. H. A. McAlister & W. I. Hartkopf, 477 (Cité en page 60.)

- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1 (Cité en page 6.)
- Poeckert, R. 1982, in *IAU Symposium*, Vol. 98, *Be Stars*, ed. M. Jaschek & H.-G. Groth, 453–477 (Cité en page 23.)
- Porter, J. M. 1996, *MNRAS*, 280, L31 (Cité en pages 18, 24 et 29.)
- Porter, J. M. & Rivinius, T. 2003, *PASP*, 115, 1153 (Cité en page 31.)
- Price, D. J. & Bate, M. R. 2007, *MNRAS*, 377, 77 (Cité en page 31.)
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137 (Cité en page 29.)
- Reber, G. & Greenstein, J. L. 1947, *The Observatory*, 67, 15 (Cité en page 42.)
- Reiners, A. & Schmitt, J. H. M. M. 2002a, *A&A*, 393, L77 (Cité en page 107.)
- Reiners, A. & Schmitt, J. H. M. M. 2002b, *A&A*, 384, 155 (Cité en page 107.)
- Reiners, A. & Schmitt, J. H. M. M. 2003, *A&A*, 398, 647 (Cité en page 107.)
- Reiners, A., Schmitt, J. H. M. M., & Kürster, M. 2001, *A&A*, 376, L13 (Cité en page 107.)
- Richichi, A., Delplancke, F., Paresce, F., & Chelli, A., eds. 2008, *The Power of Optical/IR Interferometry : Recent Scientific Results and 2nd Generation Instrumentation* (Cité en page 6.)
- Rieutord, M. 2013, *ESTER : Evolution STEllaire en Rotation*, *Astrophysics Source Code Library* (Cité en page 100.)
- Rieutord, M. & Espinosa, L. F. 2013, in *SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, & A. Palacios, 101–104 (Cité en page 100.)
- Rivinius, T., Baade, D., & Štefl, S. 2003, *A&A*, 411, 229 (Cité en page 33.)
- Rivinius, T., Štefl, S., Baade, D., et al. 1997, in *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, Vol. 13, *Astronomische Gesellschaft Abstract Series*, ed. R. E. Schielicke, 36 (Cité en page 33.)
- Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., Petrov, R. G., et al. 2007, *A&A*, 464, 13 (Cité en page 72.)
- Rozelot, J.-P., Lefebvre, S., & Desnoux, V. 2003, *Sol. Phys.*, 217, 39 (Cité en page 101.)
- Ryle, M. 1952, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 211, 351 (Cité en page 42.)
- Schatzman, E. 1962, *Annales d’Astrophysique*, 25, 18 (Cité en page 16.)
- Schmider, F. X., Petrov, R., & Chouchane, M. 1996, in *IAU Symposium*, Vol. 181, *Sounding Solar and Stellar Interiors*, ed. J. Provost & P. Eenens, 247–248 (Cité en page 176.)
- Schwarzschild, K. 1896, *Astronomische Nachrichten*, 139, 353 (Cité en page 41.)
- Shajn, G. & Struve, O. 1929, *MNRAS*, 89, 222 (Cité en page 12.)

- Sigut, T. A. A., McGill, M. A., & Jones, C. E. 2009, *ApJ*, 699, 1973 (Cité en page 100.)
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565 (Cité en page 14.)
- Slettebak, A., ed. 1970, *IAU Colloquia*, Vol. 4, Stellar rotation (Cité en page 16.)
- Slettebak, A. 1982, *ApJS*, 50, 55 (Cité en pages 15, 18 et 65.)
- Slettebak, A. 1988, *PASP*, 100, 770 (Cité en page 23.)
- Slettebak, A., Kuzma, T. J., & Collins, II, G. W. 1980, *ApJ*, 242, 171 (Cité en page 13.)
- Smith, F. G. 1952, *MNRAS*, 112, 497 (Cité en page 42.)
- Snodgrass, H. B. & Ulrich, R. K. 1990, *ApJ*, 351, 309 (Cité en page 101.)
- Stee, P. 1996, *A&A*, 311, 945 (Cité en page 178.)
- Stee, P., Meilland, A., & Kanaan, S. 2008, in *EAS Publications Series*, Vol. 28, *EAS Publications Series*, ed. S. Wolf, F. Allard, & P. Stee, 135–144 (Cité en page 100.)
- Stoeckley, T. R. 1968, *MNRAS*, 140, 141 (Cité en page 18.)
- Stéphan, E. 1874, *C. R. Acad. Sci.*, 78, 1008 (Cité en pages 6 et 40.)
- Struve, O. 1931, *ApJ*, 73, 94 (Cité en pages 23 et 25.)
- Struve, O. & Elvey, C. T. 1931, *MNRAS*, 91, 663 (Cité en page 13.)
- Tassoul, J.-L. 2000, *Stellar Rotation* (Cambridge : Cambridge University Press) (Cité en pages 14 et 18.)
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29 (Cité en page 75.)
- Thiébaud, E. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1 (Cité en page 195.)
- Thom, C., Granes, P., & Vakili, F. 1986, *A&A*, 165, L13 (Cité en page 64.)
- Townsend, R. H. D. 1997a, PhD thesis, PhD Thesis, University of London, (1997) (Cité en page 87.)
- Townsend, R. H. D. 1997b, *MNRAS*, 284, 839 (Cité en pages 87 et 174.)
- Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189 (Cité en pages 18, 24, 59 et 117.)
- Triaud, A. H. M. J., Hebb, L., Anderson, D. R., et al. 2013, *A&A*, 549, A18 (Cité en page 12.)
- Tycner, C., Hajian, A. R., Armstrong, J. T., et al. 2004, *AJ*, 127, 1194 (Cité en page 31.)
- Vakili, F. 1987, *Journal des Astronomes Français*, 29, 20 (Cité en page 7.)

- Vakili, F. & Percheron, I. 1991, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 36, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. D. Baade, 77 (Cité en page 161.)
- van Belle, G. T. 2012, *A&A Rev.*, 20, 51 (Cité en pages 10 et 16.)
- van Belle, G. T., Ciardi, D. R., ten Brummelaar, T., et al. 2006, *ApJ*, 637, 494 (Cité en page 15.)
- van Belle, G. T., Ciardi, D. R., Thompson, R. R., Akeson, R. L., & Lada, E. A. 2001, *ApJ*, 559, 1155 (Cité en page 15.)
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653 (Cité en page 65.)
- Vinicius, M. M. F., Zorec, J., Leister, N. V., & Levenhagen, R. S. 2006, *A&A*, 446, 643 (Cité en page 65.)
- von Zeipel, H. 1924a, *MNRAS*, 84, 665 (Cité en pages 6, 7, 12, 20 et 110.)
- von Zeipel, H. 1924b, *MNRAS*, 84, 684 (Cité en page 12.)
- Wade, G. A., Alecian, E., Bohlender, D. A., et al. 2009, in IAU Symposium, Vol. 259, IAU Symposium, ed. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, 333–338 (Cité en page 27.)
- Wade, G. A., Petit, V., Grunhut, J., & Neiner, C. 2014, ArXiv e-prints (Cité en page 27.)
- Wade, R. A. & Rucinski, S. M. 1985, *A&AS*, 60, 471 (Cité en page 115.)
- Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al. 2007, *A&A*, 464, 87 (Cité en page 69.)
- Westgate, C. 1933a, *ApJ*, 77, 141 (Cité en page 13.)
- Westgate, C. 1933b, *ApJ*, 78, 46 (Cité en page 13.)
- Westgate, C. 1934, *ApJ*, 79, 357 (Cité en page 13.)
- Wilson, E. R. 1917, *Popular Astronomy*, 25, 88 (Cité en page 10.)
- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., et al. 2005, *ApJ*, 631, 1215 (Cité en page 12.)
- Yudin, R. V. 2001, *A&A*, 368, 912 (Cité en page 18.)
- Zhao, M., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2009, *ApJ*, 701, 209 (Cité en page 15.)
- Zorec, J., Frémat, Y., Domiciano de Souza, A., et al. 2011, *A&A*, 526, A87 (Cité en page 19.)

Résumé : La résolution angulaire d'un télescope optique s'améliore comme l'inverse du diamètre de sa pupille. Au sol, la turbulence atmosphérique réduit cependant ce pouvoir. La construction de télescopes optiques de très grand diamètre au-delà de 50 m constitue un défi technologique difficilement envisageable aujourd'hui. Afin de remédier à cette limite et à la perturbation atmosphérique, une alternative consiste à combiner de manière cohérente la lumière collectée par 2 télescopes (ou plus) séparés de plusieurs dizaines de mètres. L'interférométrie optique à grand nombre de télescopes pose toutefois des obstacles techniques qui ne peuvent être surmontés que depuis peu, apportant néanmoins des résultats uniques pour les astrophysiciens théoriciens.

Avec la construction du VLTI (Very Large Telescope Interferometer, de l'observatoire européen ESO pour l'hémisphère sud) il est désormais possible d'effectuer des observations avec des résolutions de l'ordre des milli-arc-secondes, en particulier dans l'infrarouge avec l'instrument AMBER (Astronomical Multiple BEam Recombiner). Ces nouvelles possibilités nous permettent de mieux contraindre les structures stellaires telles que les jets polaires, les disques équatoriaux et les photosphères aplaties des étoiles en rotation. Ainsi l'estimation des paramètres fondamentaux stellaires permet d'explorer en détail les mécanismes de la perte de masse, la pulsation et le magnétisme qui régissent la variabilité et l'évolution stellaire.

Cette thèse présente les résultats d'observations d'étoiles en rotation rapide menées sur le spectro-interféromètre AMBER du VLTI dans ses modes haute et moyenne résolutions spectrales. Les mesures effectuées sont les visibilités estimées sur trois bases simultanées, les phases différentielles en fonction de la longueur d'onde et des phases de clôtures avec, pour certaines nuits une bonne couverture du plan (u, v) . Les données utilisées sont issues de plusieurs campagnes d'observation, y compris d'archives. Ces dernières étaient fortement dégradées par les défauts optiques d'AMBER, et affectés par des bruits classiques d'interférométrie optique à longue base en IR : défauts du détecteur, bruit de lecture, instabilités du suiveur de franges, ...etc. Leur analyse a nécessité la mise au point d'outils numériques de réduction spécifiques pour atteindre les précisions nécessaires à l'interprétation de mesures interférométriques. Pour interpréter ces mesures j'ai développé un modèle semi-analytique chromatique d'étoile en rotation rapide qui m'a permis d'estimer, à partir des phases différentielles ; le degré d'aplatissement, le rayon équatorial, la vitesse de rotation, l'angle d'inclinaison, l'angle position de l'axe de rotation de l'étoile sur le ciel, la distribution de la température effective locale et de la gravité à la surface de l'étoile dans le cadre du théorème de von Zeipel. Les résultats concernant 4 étoiles massives de types spectraux B, A et F m'ont permis de les caractériser pour les mécanismes évoqués ci-dessus et d'ouvrir ainsi la perspective d'études plus systématiques d'objets similaires en étendant ultérieurement ces études à la relation photosphère-enveloppe circumstellaire.

Mots clés : Étoiles : rotation rapide, Méthodes : observationnelle, Techniques numérique : interférométrie, haute résolution angulaire.

Long baseline spectro-interferometric observing and modeling of stars and their close environment

Abstract : The angular resolution of an optical telescope improves as the inverse of the pupil diameter. On the earth, the atmospheric turbulence reduced however that power. The construction of optical telescopes with very large diameter beyond 50 m is a difficult technological challenge to imagine today. To address this limitation and to the atmospheric disturbance, an alternative is to combine coherently the light collected by two telescopes (or more) separate several tens of meters. Optical interferometry of many telescopes poses however technical obstacles that can be overcome only recently, nevertheless providing unique results for theorists astrophysicists.

With the construction of the VLTI (Very Large Telescope Interferometer of the European Observatory ESO for the southern hemisphere) it is now possible to make observations with resolutions of the order of milli-arc-seconds, especially in IR with AMBER instrument (Astronomical Multi Beam Recombine). These new capabilities allow us to better constrain the stellar structures such as polar jets, equatorial disks and flattened photospheres stars rotating. Thus the estimate stellar fundamental parameters allows to explore in detail the mechanisms of mass loss, pulsation and magnetism governing variability and stellar evolution.

This thesis presents the results of rapidly rotating stars observations conducted on the AMBER spectro-interferometer VLTI in its high average spectral modes and resolutions. The measurements are estimated on three simultaneous visibility bases, differential phases depending on the wavelength and closure phases, with good coverage of the (u, v) plane for some nights. The data used are from several observation campaigns, including archives. These were highly degraded by the optical defects of AMBER, and assigned by standard optical interferometry long base IR noises : defects of the detector, reading noise, fringes follower instabilities, ... etc. Their analysis required the development of digital reduction of specific tools to achieve the necessary details to the interpretation of interferometric measurements. In interpreting these measures I developed a chromatic semi-analytical model of rapidly rotating star that allowed me to estimate, from the differential phases ; the degree of flattening, the equatorial radius, speed of rotation, angle of inclination, the position angle of the star rotation axis in the sky, the local distribution of the actual temperature and the gravity to the surface of the star within the von Zeipel theorem. The results for four massive stars of spectral type B, A and F have allowed me to characterize the mechanisms discussed above and thus open framework for more systematic studies of similar objects subsequently extending these studies to the relationship photosphere circumstellar envelope.

Keywords : Stars : fast rotation, Methods : observational, numerical Techniques : interferometric, high angular resolution.
