Perte de masse des étoiles massives évoluées : l'environnement circumstellaire à haute résolution angulaire

Miguel Montargès

▶ **To cite this version:**

Miguel Montargès. Perte de masse des étoiles massives évoluées : l'environnement circumstellaire à haute résolution angulaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. UPMC, 2014. Français. NNT : . tel-01090081

HAL Id: tel-01090081

https://theses.hal.science/tel-01090081

Submitted on 4 Dec 2014

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

UPMC SORBONNE UNIVERSITÉS

l'Observatoire de Paris | LESIA
Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

Université Pierre et Marie Curie

Ecole Doctorale 127
Astronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France

Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
Observatoire de Paris

Perte de masse des étoiles massives évoluées : l'environnement circumstellaire à haute résolution angulaire

Par Miguel Montargès
Thèse pour obtenir le titre de Docteur en Sciences
Spécialité Astronomie & Astrophysique

Dirigée par
Pierre Kervella, Astronome, Observatoire de Paris
Guy Perrin, Astronome, Observatoire de Paris

Soutenue publiquement le 20 octobre 2014

Devant un jury composé de :

M. Patrick Boissé	Président
Mme Leen Decin	Rapportrice
M. Alain Jorissen	Rapporteur
M. Thibaut Le Bertre	Examinateur
M. Michel Aurière	Examinateur
M. Eric Josselin	Examinateur

Except where otherwise noted, this work is licensed under
http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/

Nous sommes un moyen pour l'Univers d'avoir conscience de lui-même.

Carl Sagan

Nous sommes de la poussière d'étoiles, sous sa forme la plus évoluée, appelée par l'Univers, tentant d'approcher cet Univers avec ces méthodes et outils de la Science.

Neil DeGrasse Tyson

Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement d'un travail de recherche que j'ai effectué pendant 3 années. Cependant, sa réalisation doit beaucoup au soutien d'un grand nombre de personnes que je tiens à remercier ici. Je vais essayer d'être exhaustif mais il est possible (probable ?) que je ne puisse pas inclure tout le monde en raison d'un manque de place ou d'un manque de clarté d'esprit si peu de temps après la soutenance. J'espère aussi que les personnes qui chercheront leur nom ici et qui ne le trouveront pas ne m'en tiendront pas rigueur.

Je tiens tout d'abord à remercier Leen Decin et Alain Jorissen pour avoir accepté d'être mes rapporteurs de thèse et donc d'avoir lu de manière détaillée ce manuscrit. Mes remerciements vont aussi à chacun des autres membres de mon jury de thèse : Patrick Boissé, Éric Josselin, Michel Aurière et Thibaut Le Bertre dont la relecture attentive m'a permis d'éliminer de nombreuses erreurs typographiques. Leurs commentaires, remarques, questions et corrections ont considérablement amélioré la qualité du présent manuscrit.

Ces 3 années de thèse ont été une expérience enrichissante et agréable, je le dois à mes directeurs de thèse, Pierre Kervella et Guy Perrin, auprès desquels j'ai beaucoup appris à la fois sur les plans professionnel et humain. Ils ont toujours été disponibles pour répondre à mes questions et ils m'ont fait découvrir la recherche : quelle expérience formidable. Je n'oublierai jamais non plus que c'est au cours de cette thèse que j'ai découvert le ciel de l'hémisphère Sud en allant au Mont Paranal, cet observatoire qui me fascinait tellement que je n'avais même pas osé imaginer y aller un jour. Les mots ne pourraient pas rendre justice à ces deux missions d'observations au Chili.

Dans ma recherche j'ai aussi été soutenu par Keiichi Ohnaka avec qui j'ai passé un mois à Bonn pour rendre les données VLTI/AMBER de Bételgeuse exploitable. Sans son expérience, le chapitre 2 aurait été bien pauvre ou très biaisé. Grâce à Andrea Chiavassa j'ai utilisé des simulations convectives pour analyser notre signal interférométrique dans le domaine continu, il m'a aussi accueilli dans son bureau à Nice pendant 2 semaines et fait visiter ce magnifique Observatoire au bord de la mer. Enfin, les échanges avec Steve Ridgway ont toujours été concis mais productif et m'ont permis de développer des approches auxquelles je n'aurais pas pensé de prime abord.

Je tiens à remercier l'Ecole Doctorale d'Astronomie & d'Astrophysique d'Ile-de-France (ED 127) qui assure un suivi humain de ses doctorants. Je pense aux deux directeurs de l'ED que j'ai cotoyé : Daniel Rouan et Jacques le Bourlot, à la responsable

pour l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6, UPMC) Florence Durret dont le soutien face à la machinerie administrative m'a été très précieux dans la dernière ligne droite et à Agnès le Guerer notre secrétaire qui s'était déjà occupée de moi lorsque j'étais au M2R Astronomie Astrophysique et Ingénierie Spatiale (AAIS).

J'ai eu la chance de pouvoir effectuer une mission complémentaire d'enseignement (ex monitorat) au cours de ces 3 années. J'ai été accueilli dans l'équipe des tuteurs du Diplôme Universitaire à distance Fenêtre Sur l'Univers par Caroline Barban qui m'a guidé dans l'apprentissage de cette nouvelle manière d'enseigner. Après avoir participé au projet spectroscopie stellaire à haute résolution au cours de la méthodologie Projets Expérimentaux en M2, j'ai pu y enseigner au cours de mes $2^{\text{ème}}$ et $3^{\text{ème}}$ de thèse, avec Catherine Boisson. Le responsable de la méthodologie est Pascal Gallais qui m'a également emmené à l'Observatoire de Haute Provence (OHP) pour encadrer pendant une semaine le TP de spectro sur le télescope de 152 cm de l'Observatoire avec Didier Pelat. Je tiens à les remercier tous les 3 ainsi que Daniel Rouan pour m'avoir donné le goût de l'enseignement au cours des TP d'observations. Nous avons eu de nombreuses réflexions sur la transmission de savoir et de compétences aux étudiants, elles m'ont fait redécouvrir l'enseignement. Je tiens bien sûr aussi à remercier Pierre Gigan, Bernard Talureau qui ont assuré et Bastien Hameau qui assure maintenant l'entretien des coupoles de Meudon et la logistique à l'OHP. Avec eux j'ai beaucoup appris sur le fonctionnement et la « vie » des télescopes historiques de Meudon.

Ma thèse s'est effectuée au sein du Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA) à l'Observatoire de Paris. Je mesure à quel point être doctorant dans ce laboratoire est une chance et je tiens à remercier notre directeur, Pierre Drossart pour cela. Mes remerciements vont aussi à Carine Briand avec qui j'ai organisé deux fois la journée des thèses du LESIA lorsqu'elle était directrice adjointe du laboratoire.

Durant deux années, j'ai en effet été représentant des doctorants au Conseil de Laboratoire. Grâce au soutien des doctorants, j'ai pu revitaliser la journée des thèses du LESIA et surtout j'ai mis en place des repas mensuels où nous nous retrouvons tous ensemble le midi. Je n'oublie pas que c'est une proposition qui venait des doctorants et qui a contribué à nous faire sortir le nez de nos thèses pour nous rencontrer et échanger alors que nous travaillions sur des sujets bien différents. J'espère que cela continuera mais je ne suis pas inquiet car Sophie Musset est la nouvelle représentante des doctorants et je la remercie de préserver ce que j'ai construis et de l'enrichir et de l'améliorer. Je remercie aussi Cateline d'être passé voir si j'allais bien pendant la période de rédaction.

Je remercie l'administration du LESIA, Sylvaine Destan, Claudine Colon et Cris Dupont qui s'est occupée de toutes les missions que j'ai effectuées.

Dans ce laboratoire, j'ai travaillé au pôle Haute Résolution Angulaire en Astrophysique (HRAA) et je me suis vraiment régalé. Je pense à Gérard Rousset notre coordinateur de pôle mais aussi à Éric, Damien, Thibaut, Camille, Fabrice au bâtiment Lyot ainsi qu'à Marie Glanc qui va devoir diminuer ses rations de cookies et à Yann avec qui j'ai beaucoup interagi pour parler des coupoles de Meudon ou de l'UE du M1 dans laquelle j'ai enseigné.

Pour ma part, j'étais au Bâtiment de la Table Équatoriale et j'ai bénéficié d'un environnement de travail agréable et convivial ce qui est indéniablement un atout. Je remercie nos anciens doctorants : Élodie, Damien et Benjamin qui m'ont aidé à m'ins-

taller ; Xavier qui est revenu une année pour faire un ATER. Je pense chaleureusement à Pierre Fédou, qui nous lancé sur le Festival de la Plage aux Étoiles de Collioure. Je remercie bien sûr Nabih de nous avoir poussé à parler d'autre chose que de travail le midi (c'est important), Anna de m'avoir aidé à m'occuper de redécorer le bureau de Lucien en son absence, Marion de m'avoir si souvent fait rire (involontairement ?). Je suis très reconnaissant à Vincent Coudé du Foresto d'être venu cet été 2014 à Collioure pour une conférence et de nous avoir donné de si bons conseils. Je remercie aussi Sylvestre de m'avoir dépanné plus d'une fois avec Yorick et de m'avoir fait m'interroger sur plusieurs interprétations de mes données. Je souhaite bon courage à Lucas qui commence sa thèse et j'espère qu'il profitera de la vue depuis mon bureau autant que je l'ai fait. Enfin, je remercie Marie Blavier dont le retour sur les deux derniers mois de ma thèse m'a rappelé comme nos conversations après le repas permettaient d'aborder l'après-midi avec un esprit plus frais.

J'ai oublié un certain nombre de personnes au LESIA et au pôle HRAA pour les regrouper ici. Parallèlement à cette thèse je me suis occupé du Club Astro de l'Observatoire, à l'origine simple mailing-list utilisée quelques fois par an, à présent activité du CLAS permettant d'observer plusieurs fois par mois. Cette aventure n'aurait pu avoir lieu sans Olivier, Sophie, Jonathan qui m'a fait découvrir l'imagerie en astronomie amateur, Lucien et Elsa avec qui j'ai partagé successivement notre bureau et Vincent Lapeyrere dont je ne pourrai jamais oublier le soutien.

Du côté de l'UFE et de la reprographie, je remercie Nicole et Philippe. Comment ne pas citer Jacqueline, notre secrétaire au M2R et à l'ED 127 à Meudon dont le soutien auprès des doctorants n'est ni quantifié, ni quantifiable et qui a sans doute marqué la thèse de nombreux de doctorants, y compris la mienne. Je ne pourrai pas non plus suffisamment remercier Stéphane à la DIL de m'avoir fait découvrir l'Observatoire de Meudon, ses figures, son histoire, ses trésors et de m'avoir apporté une aide et un soutien dans les moments les plus inattendus. Sur le plan historique je dois aussi remercier Isabelle qui m'a montré que l'astre du jour peut être aussi intéressant que les astres nocturnes.

Il y a aussi eu comme je l'ai dit l'aventure du Festival de Collioure chaque été depuis 4 ans. Ce fut une expérience astronomique différente et enrichissante, en terme de mise en contact avec le public et de recul sur mes activités de recherche. Pour cela je remercie Jean-Pierre et Remeil, Charlotte, les équipes de la mairie de Collioure, Marie-Pierre et Dany ainsi que Jeanine. Ce Festival a aussi été l'occasion de rencontrer le Club Astro du Soler et d'apprendre commence fonctionne un club d'astronomie amateur et comment fabriquer de superbes miroirs de 60 cm de diamètre.

La fin de ces interminables remerciements approche. Je me dois de remercier mes parents qui m'ont toujours laissé choisir ma voie, faire ce qui me plaisait malgré les difficultés et les risques que cela comportait. Je pense avec émotion à mon père qui ne m'aura même pas vu avoir le bac et je ne peux m'empêcher de me demander ce qu'il aurait pensé du fait que son fils ait un doctorat mais je suis sûr qu'il m'aurait encouragé et qu'il en aurait plaisanté. Quant ma mère, je sais qu'elle n'en revient pas et pourtant, tout cela n'aurait pas été possible sans sa présence toutes ces années.

Enfin je remercie Mélody, ma compagne. Durant ces 3 années et demi passées ensemble à Meudon, je mesure combien elle m'a soutenu en particulier durant la dernière

année. Dans ces remerciements elle devrait apparaître aussi en tant que doctorante au LESIA, co-responsable du Club Astro et co-organisatrice du Festival de Collioure. Nous avons bâti plusieurs choses en ensemble, je n'aurais absolument rien pu faire sans elle, j'espère que nous continuerons. Je lui souhaite une bonne fin de thèse et j'espère la soutenir autant que qu'elle m'a soutenu. Nos carrières vont nous éloigner mais en tant qu'astronomes nous savons que si nous continuons à regarder les étoiles, nous regarderons toujours dans la même direction.

PS : Je remercie aussi le lecteur qui est arrivé au bout de ces remerciements : il en fallait du courage !

Notice

Cette thèse a été rédigée en LaTeX. Les symboles mathématiques sont expliqués juste avant ou juste après leur utilisation. Les vecteurs sont représentés par des caractères gras. Les acronymes et abréviations sont toujours détaillés lors de leur première utilisation et sont rappelé à la fin de la thèse. Les termes anglais sont traduits sauf lorsqu'il n'existe pas d'expression française convenable. Sauf si le texte le spécifie autrement, les valeurs de χ^2 indiquée dans cette thèse sont des valeurs réduites : le χ^2 a été divisé par le nombre de degré de liberté (nombre d'observations - nombre de paramètres).

La plupart des figures et une grande partie du travail de programmation ont été réalisées avec le langage Python et plus particulièrement son architecture IPython (Pérez & Granger 2007), ses librairies Matplotlib (Hunter 2007) et Astropy, une bibliothèque Python développée par la communauté (Astropy Collaboration et al. 2013). J'ai également utilisé le langage interprété gratuit Yorick[1]. J'ai utilisé l'environnement IRAF, distribué par le NOAO, opéré par the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. sous l'accord de coopération avec the National Science Foundation.

J'ai utilisé les bases de données SIMBAD et VizieR du CDS à Strasbourg (France) ainsi que les services bibliographiques du NASA's Astrophysics Data System (ADS). Le lecteur de la version électronique remarquera d'ailleurs que les citations présentes dans la thèse sont des hyperliens renvoyant vers les résumés des articles cités sur ADS. Ce travail de recherche a fait usage du logiciel de réduction de données AMBER, des logiciels LitPRO, Aspro2 et SearchCal tous disponibles au Jean-Mariotti Center (JMMC).

Ce travail de recherche a bénéficié du financement du European Community's Seventh Framework Programme grâce à la bourse 226604. Ce travail a également reçu le soutien de PHASE, le partenariat pour la haute résolution angulaire entre l'ONERA, l'Observatoire de Paris, le CNRS et l'Université Denis Diderot Paris 7. Enfin nous avons reçu le soutien du « Programme National de Physique Stellaire » (PNPS) du CNRS/INSU, France.

Je tiens finalement à signaler que cette thèse a été effectuée et écrite sans la consommation de la moindre goutte de café.

[1]Disponible sur : http://yorick.sourceforge.net/

Table des matières

Remerciements **v**

Notice **ix**

1 Introduction **1**
1.1 Les étoiles évoluées . . . 2
1.1.1 Les étoiles de type solaire (naines) . . . 2
1.1.2 Les étoiles massives . . . 3
1.1.3 Le rôle des étoiles évoluées . . . 4
1.2 La haute résolution angulaire . . . 10
1.2.1 Résolution d'un télescope classique au sol . . . 11
1.2.2 L'optique adaptative . . . 14
1.2.3 L'interférométrie en astronomie . . . 18
1.3 L'apport de cette thèse . . . 27

2 La surface et l'environnement proche des supergéantes rouges **29**
2.1 Généralités . . . 30
2.2 Bételgeuse en bande K avec l'instrument AMBER au VLTI . . . 31
2.2.1 Données VLTI/AMBER : obtention et réduction . . . 31
2.2.2 Interprétation des données en bande K réduites, étalonnées et débiaisées . . . 40
2.2.3 Les résultats en continuum : diamètre et structures . . . 41
2.2.4 La MOLsphère dans les raies d'absorption de la bande K . . . 46
2.2.5 A propos des données VLTI/AMBER en bande H . . . 50
2.2.6 Publications . . . 51
2.3 Bételgeuse en bande H avec VLTI/PIONIER . . . 51
2.3.1 PIONIER : un instrument visiteur au VLTI . . . 51
2.3.2 Les observations VLTI/PIONIER . . . 52
2.3.3 Analyse des observations . . . 58
2.4 Antarès avec VLTI/PIONIER . . . 69
2.4.1 Antarès : la supergéante rouge de l'été boréal . . . 69
2.4.2 Analyse préliminaire des observations . . . 72
2.5 Bilan et perspectives . . . 75

3 La chromosphère et l'enveloppe moléculaire étendues des supergéantes rouges **79**
3.1 Contexte . . . 80
3.2 Observations HST/STIS en ultraviolet . . . 81
3.2.1 Programme d'observation HST/STIS : différentes échelles temporelles . . . 81
3.2.2 Réduction et étalonnage des données . . . 82
3.2.3 Analyse des données STIS . . . 85
3.3 Observations avec VLT/NACO en proche infrarouge . . . 88
3.3.1 Suivi de l'environnement de Bételgeuse en proche infrarouge . . . 88
3.3.2 Réduction des données . . . 89
3.3.3 Déconvolution . . . 89
3.3.4 Étalonnage photométrique . . . 90
3.3.5 Comparaison des observations HST/STIS et VLT/NACO . . . 91

4 Vers le milieu interstellaire... **97**
4.1 Résultats précédents . . . 98
4.1.1 La formation de la poussière . . . 98
4.1.2 L'enveloppe gazeuse . . . 99
4.2 Futures observations . . . 101
4.2.1 Observations ALMA . . . 101
4.2.2 Observations avec l'interféromètre du Plateau de Bures . . . 102

5 Etude de l'environnement circumstellaire d'une étoile AGB : L_2 Puppis **105**
5.1 La fin de vie des étoiles de type solaire . . . 106
5.1.1 Les différentes géantes rouges . . . 106
5.1.2 Les nébuleuses planétaires . . . 108
5.2 Les précédentes observations de L_2 Puppis . . . 109
5.2.1 Une étoile variable . . . 109
5.2.2 Distance et binarité . . . 109
5.2.3 L'environnement proche . . . 109
5.2.4 Résumé . . . 110
5.3 Photométrie de L_2 Pup . . . 110
5.4 Observations VLT/NACO . . . 111
5.4.1 Le programme Bigstars . . . 111
5.4.2 Réduction et déconvolution des images de L_2 Puppis . . . 112
5.5 Modélisation des images en proche-infrarouge . . . 116
5.5.1 Première interprétation . . . 116
5.5.2 Taille apparente de l'étoile . . . 117
5.5.3 Modélisation du disque . . . 119
5.6 De nouvelles questions... . . . 126
5.6.1 Un disque ou une autre structure ? . . . 126
5.6.2 Le rôle du disque autour des étoiles AGB . . . 126
5.6.3 La question de la boucle et de la binarité du système L_2 Pup . . . 126
5.6.4 Perspectives d'observations de L_2 Pup . . . 127
5.7 Publications . . . 128

6 Perspectives et conclusion **129**

Annexe A Article *A&A* : Propriétés de la MOLsphère de CO et H_2O de la supergéante rouge Bételgeuse à partir d'observations VLTI/AMBER **135**

Annexe B Article *A&A* : un disque translucide vu dans le plan équatorial autour de la plus proche étoile AGB, L_2 Puppis **149**

Annexe C Actes de conférences **167**

Annexe D Autres activités effectuées au cours de la thèse **181**
A Participation à des conférences et ateliers 181
B Mission complémentaire d'enseignement 181
C Participation à des écoles et formations 182
C.1 Écoles internationales 182
C.2 Formations de l'Ecole Doctorale 183
C.3 Formations associées à la mission d'enseignement 183
D Représentant des doctorants au Conseil de Laboratoire 183

Bibliographie **185**

Liste des tableaux **194**

Table des figures **197**

Acronymes et abréviations **199**

Résumé/Abstract **202**

1

Introduction

Sommaire

1.1 Les étoiles évoluées 2

1.1.1 Les étoiles de type solaire (naines) 2

1.1.2 Les étoiles massives 3

1.1.3 Le rôle des étoiles évoluées 4

1.2 La haute résolution angulaire 10

1.2.1 Résolution d'un télescope classique au sol 11

1.2.2 L'optique adaptative 14

1.2.3 L'interférométrie en astronomie 18

1.3 L'apport de cette thèse 27

1.1 Plantons le décor : les étoiles évoluées

D'où venons-nous ? C'est seulement au cours de la seconde moitié du XX$^{\text{ème}}$ que nous avons pu avoir la réponse à cette lancinante question. Le modèle ΛCDM en vigueur en cosmologie décrit l'évolution de l'Univers. Il indique que dans les premières minutes ayant suivi le Big Bang, l'Univers s'est refroidi permettant aux nucléons (protons et neutrons) de se rassembler pour former les premiers noyaux atomiques : il s'agit de la nucléosynthèse primordiale. En abondance massique, on estime que cette phase a permis de produire $\sim 75\%$ de ^{1}H, $\sim 25\%$ de ^{4}He, $\sim 0{,}001\%$ de D, $0{,}001\%$ de ^{3}He et $\sim 10^{-10}$ de ^{7}Li (Fields & Olive 2006). Aucun autre élément plus lourd du tableau périodique (Fig. 1.1) n'a été produit lors de cette nucléosynthèse.

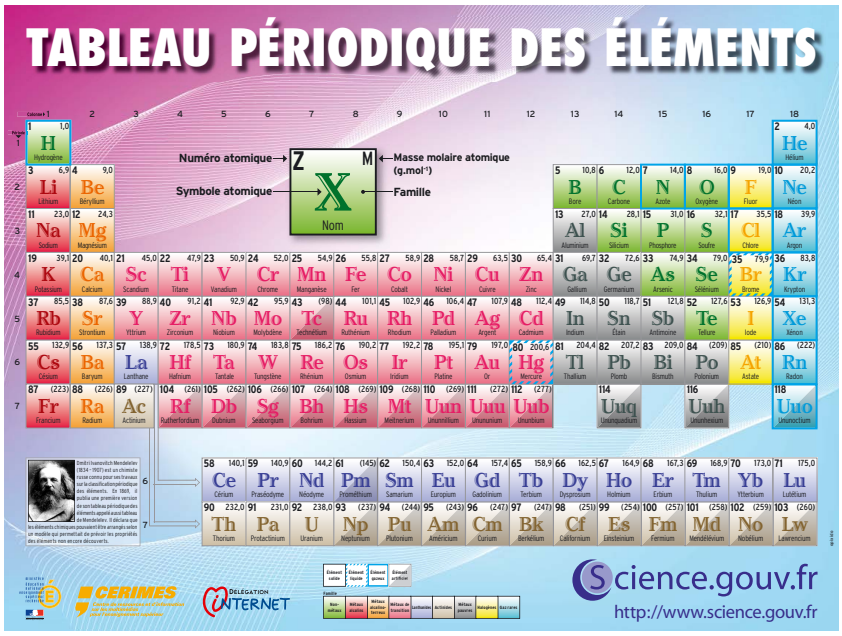

FIGURE 1.1 – Tableau périodique de Mendeleïev

On constate immédiatement qu'un grand nombre d'éléments communs sont absents : l'oxygène que nous respirons, le calcium de nos os, le fer de notre sang, les métaux précieux, le silicium devenu si essentiel à notre technologie... Ce fut une des connaissances majeure acquise au XX$^{\text{ème}}$ siècle : la quasi-totalité des éléments ont été produits par les étoiles (Cameron 1957; Burbidge et al. 1957). Au cours de leur vie, les étoiles produisent en leur sein des éléments jusqu'au fer (pour les plus massives) par fusion thermonucléaire : c'est la nucléosynthèse stellaire. Les étoiles suffisamment massives ($\gtrsim$ 10 masses solaires ou $M_\odot$) pour exploser en supernova (SN) produisent la majorité des éléments plus lourds que le fer (et d'après la figure 1.1 ils sont nombreux) : lorsque l'onde de choc de la SN se propage dans les couches externes de l'étoile et dans son enveloppe (processus r et p). Une partie des éléments lourds (jusqu'au plomb) peut être obtenu dans des étoiles de faible masse grâce au « processus-s »

1.1.1 Les étoiles de type solaire (naines)

Car c'est en effet la masse des étoiles qui conditionne leur destin. Dès leur naissance, selon la masse de gaz qu'elles auront réussi à accréter à partir de leur nébuleuse « pouponnière », leur vie est réglée, minutée. En-dessous d'environ 10 $M_\odot$, elles vivront une

vie de naine, fusionnant de l'hydrogène en hélium durant plusieurs centaines de millions d'années voire plusieurs milliards d'années pour des étoiles comme le Soleil. À court d'hydrogène dans leur noyau elles se contracteront jusqu'à ce que les conditions de température et pression leur permettent de fusionner l'hydrogène en dehors de leur noyau. Elles sont alors devenues des géantes rouges (RGB, *Red Giant Branch*). La pression et la température augmentant, l'hélium dans leur noyau va à son tour fusionner pour former du béryllium, du carbone et de l'oxygène. Ce sera enfin la fusion de l'hélium dans leurs couches supérieures qui les amènera sur la branche asymptotique des géantes (AGB, *Asymptotic Giant Branch*). Le vent de l'étoile est alors particulièrement massif et lui fait expulser ses couches externes. Le noyau de carbone et oxygène est alors révélé lorsque la combustion de l'hydrogène et de l'hélium s'achève : une nébuleuse planétaire s'est formée, entourant une naine blanche. Il s'agit du cœur de l'étoile maintenu par la pression de dégénérescence des électrons. Celui-ci va prendre alors des dizaines de milliards d'années pour se refroidir et sans doute devenir une naine noire. Sans doute car l'Univers est encore trop jeune pour que ce type d'objet ait pu se former. Ce parcours stellaire est résumé sur la branche supérieure de la figure 1.2.

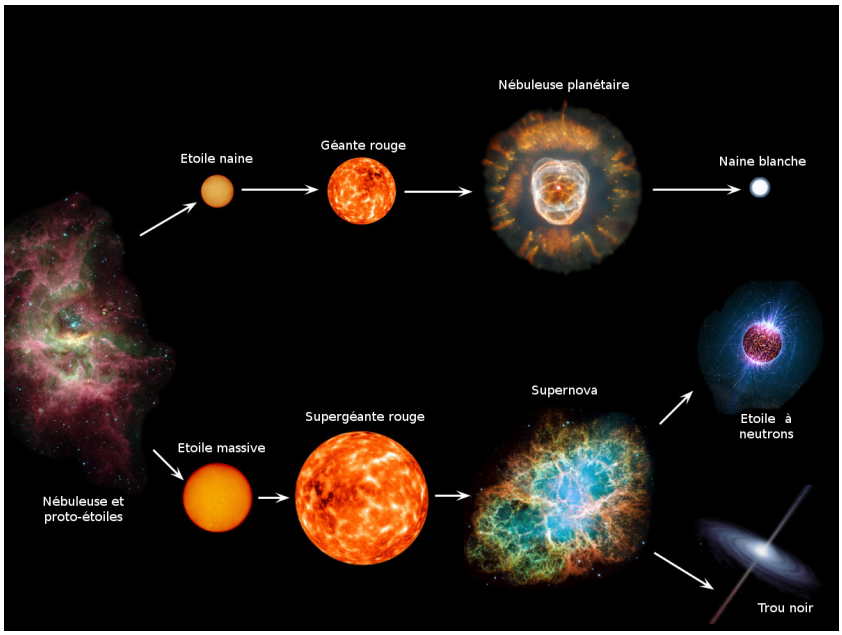

FIGURE 1.2 – Résumé des grandes lignes de l'évolution stellaire. Les différents objets ne sont pas à l'échelle. (Source : http://essayweb.net/astronomy/blackhole.shtml, traduction personnelle)

1.1.2 Les étoiles massives

Pour les étoiles plus massives (plus de 10 $M_\odot$), la phase de fusion de l'hydrogène ne dure que quelques dizaines ou centaines de millions d'années. Passée la fusion de l'hélium à la fin de leur vie, elles fusionnent le carbone en néon et magnésium, l'oxygène pour former du silicium et ainsi de suite, jusqu'à former du fer. L'étoile est alors une supergéante rouge (RSG, *Red Super Giant*). Alors que la photosphère d'une RGB s'insère dans l'orbite de la Terre, une RSG peut atteindre l'orbite de Jupiter. Le fer est un élément particulier : la fusion des éléments plus légers est toujours exothermique, la fusion du fer est endothermique, elle consomme de l'énergie. La formation de cet élément

stable marque donc la fin de la nucléosynthèse stellaire. Lorsque le cœur de fer atteint la masse de Chandrasekhar il s'effondre en une fraction de seconde pour former un objet compact. Ce processus est plus rapide que le temps de réponse de l'enveloppe qui ne s'effondre par gravité qu'après la formation de l'objet compact. Elle rebondit alors sur cet objet : c'est la supernova. Le processus est extrêmement complexe et ne peut faire l'objet d'une description détaillée ici. Mes quelques connaissances à ce sujet viennent principalement du cours FL9 Objets compacts de Frédéric Daigne[1] au M2 AAIS. Pour approfondir ce vaste sujet, le lecteur pourra également consulter Arnett (1996). Il en résulte la propagation d'une onde de choc déclenchant la nucléosynthèse explosive dans l'enveloppe de l'étoile « morte »ainsi que la formation d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir si l'étoile est suffisamment massive. Il s'agit du parcours stellaire de la branche inférieure de la figure 1.2.

1.1.3 Le rôle des étoiles évoluées

Qu'il s'agisse d'étoiles naines ou massives, on constate donc que c'est durant la fin de leur vie que les étoiles produisent des éléments lourds. Ces phases de fusion thermonucléaire d'éléments plus lourds que l'hydrogène sont accompagnées d'un vent stellaire important : certaines étoiles peuvent perdre jusqu'à quelques masses solaires durant leurs derniers stades d'évolution. Ces matériaux expulsés par les étoiles AGB et RSG, ainsi que lors de la formation des nébuleuses planétaires ou des supernovæ vont enrichir le milieu interstellaire (MIS). Au fil des générations d'étoiles, ce sont ces matériaux qui ont permis la constitution de planètes telluriques (rocheuses) constituées essentiellement de silicates (Si...) et dans le cas de la Terre, entourée d'une atmosphère de diazote (N_2) et de dioxygène (O_2), baignée d'océans d'eau salée (eau H_2O et sel NaCl), sur laquelle vivent des êtres vivants constitués de carbone (C), de calcium (Ca) pour les vertébrés, ... C'est la célèbre expression popularisée par Hubert Reeves pour le monde francophone : « Nous sommes faits de poussières d'étoiles ». Les étoiles en général et les étoiles évoluées en particulier jouent donc un rôle capital dans l'évolution de notre Univers.

Les mécanismes par lesquels les étoiles évoluées (AGB et RSG) dispersent leurs éléments lourds dans le MIS recèlent encore plusieurs mystères. Nous verrons au Chap. 5, Sect 5.1 comment les étoiles AGB subissent de violents *pulses*[2] suite à des fusions brusques de leurs différentes couches d'hélium. Ce processus permet de transporter une partie des éléments lourds produits dans le noyau vers l'enveloppe, enveloppe elle-même expulsée partiellement à chaque expansion de l'étoile. C'est ce qui conduit à la formation des nébuleuses planétaires : le coeur de l'étoile est mis à nu et forme une naine blanche entourée de matière rayonnante car excitée par la lumière à courte longueur d'onde de la naine blanche. Cependant, si ce processus explique assez bien la formation des nébuleuses planétaires relativement sphériques, il n'en est rien des structures rompant cette symétrie telles que les nébuleuses bipolaires. Les éléments de réponse sont très certainement dissimulés au plus proche de l'étoile. Cette zone de l'environnement stellaire ne peut être dévoilée que grâce à des techniques de haute résolution angulaire qui permettent de sonder l'enveloppe circumstellaire à l'échelle de la milliseconde d'arc. C'est une observation de ce type, réalisée sur la plus proche des étoiles AGB, que je détaille au Chapitre 5.

[1] Une version à jour du polycopié du cours qui est une bonne synthèse de ce sujet est disponible en ligne : http://www2.iap.fr/users/daigne/FD_IAP/M2AAIS.html

[2] Pour éviter toute ambiguïté, je préfère utiliser le terme anglais

Les RSG quant à elles ne sont pas des étoiles pulsantes telles que les Miras, elles ne produisent pas d'éruption et pourtant elles connaissent une perte de masse élevée. Celle-ci ne peut donc pas être décrite par le scénario de la perte de masse des étoiles AGB tant leur morphologie et la physique qui les décrit diffèrent. Deux hypothèses ont été avancées pour expliquer ce processus. Josselin & Plez (2007) ont proposé à partir de leurs observations spectroscopiques que les cellules de convection géantes des RSG pouvaient initier la perte de masse en diminuant la gravité effective de l'étoile par leur mouvement turbulent. Cet effet associé à la pression de radiation exercée par les raies d'absorption moléculaires pourrait effectivement être suffisant pour déclencher la perte de masse. Cependant depuis qu'un champ magnétique d'environ 1 G a été observé autour de Bételgeuse (Aurière et al. 2010), il n'est pas à exclure que la perte de masse puisse être causée par des ondes d'Alfvén qui transféreraient leur énergie et leur impulsion à l'enveloppe de l'étoile (Airapetian et al. 2010).

En tant que RSG les plus proches de la Terre, Antarès (α Sco) et Bételgeuse (α Ori) ont un rôle particulier dans l'étude de la perte de masse des RSG. Grâce à leur grand diamètre apparent, il est possible d'imager par interférométrie leur photosphère et de faire une analyse spatiale de leur environnement proche. Ces études détaillées permettent donc de dresser une carte de l'atmosphère de ces étoiles en termes de composition, morphologie et dynamique grâce aux dernières techniques d'observations. Dans cette thèse je vais principalement m'intéresser à Bételgeuse qui est la RSG la plus proche et je vais donc maintenant développer plus en détail nos connaissances à son sujet. Antarès sera présentée plus en détail dans la section 2.4 du chapitre 2 qui lui sera consacrée.

Le cas de Bételgeuse

Bételgeuse (α Ori, HD 39801, HR 2061) est une étoile RSG, elle est située dans la constellation d'Orion visible dans le ciel durant l'hiver boréal. Ses principales caractéristiques sont résumées en Table 1.1. Avec une magnitude comprise en 0 et 1 (c'est une variable semi-régulière), Bételgeuse est parfaitement visible à l'œil nu. Sa couleur fortement rouge-orangée en fait une des étoiles les plus colorées du ciel, associée à la forme si caractéristique de la constellation d'Orion (Fig. 1.3), on comprend aisément pourquoi cette étoile a rapidement été très observée.

Il est impensable de parler de l'étoile Bételgeuse sans parler de la taille des étoiles observée depuis la Terre : on parle de taille angulaire ou taille apparente, nous verrons pourquoi dans la Section 1.2.1. Cette grandeur est le plus souvent donnée en *millisecondes d'arc* (milliarcseconds en anglais ou mas) qui représente le millième de la seconde d'arc (abrégée en " et valant $4{,}848 \times 10^{-6}$ rad).

C'est avec Bételgeuse que Michelson & Pease (1921) ont pour la première fois réussi à mesurer le diamètre angulaire d'une autre étoile que le Soleil grâce à l'interférométrie. Bien entendu, cela n'est pas un hasard si cette première a eu lieu sur cette étoile. Dès le XIX$^{\text{ème}}$ siècle, Stephan (1873) préconisait de s'adresser avant tout « aux belles étoiles », c'est-à-dire aux étoiles les plus brillantes, lorsqu'il s'agissait d'en déterminer le diamètre. Si l'intuition que les étoiles les plus lumineuses sont aussi celles ayant le plus grand diamètre apparent peut sembler juste sous bien des aspects, elle n'est pas systématiquement exacte : d'autres paramètres interviennent. Sirius, l'étoile la plus brillante du ciel ($V = -1{,}46$) et cible de M. Stephan n'a ainsi qu'un diamètre apparent de $\theta_{\text{LD}} = 6{,}039 \pm 0{,}019$ mas (Kervella et al. 2003) contre $\sim$ 42 mas en moyenne pour Bételgeuse (voir Chap. 2, Sect. 2.2.3 et 2.3.3) qui a une magnitude variant entre 0 et 1 et

FIGURE 1.3 – La constellation d'Orion en RGB (Digitized Sky Surveys). Bételgeuse est l'étoile orangée en haut à gauche. Les trois étoiles alignées au centre forment la ceinture d'Orion, juste en dessous on peut voir la Grande Nébuleuse d'Orion M42 et en bas à droite la géante bleue Rigel.

Paramètre	Valeur	Référence
Type spectral	M2Ib	1
V	0,42	2
H	−3,73	3
K	−4,05	3
Vitesse radiale	21,91 km.s^{-1}	4
Distance	197 ± 45 pc	5
Diamètre apparent	~ 42 mas	voir Chap. 2
Rayon stellaire	~ 900 R$_\odot$	voir Chap. 2

Note : (1) Keenan & McNeil (1989) ; (2) Johnson et al. (1966) ; (3) Ducati (2002) ; (4) Famaey et al. (2005) ; (5) Harper et al. (2008).

TABLE 1.1 – Carte d'identité de Bételgeuse

est quasiment 100 fois plus éloignée de nous. En fait, α Ori est l'étoile présentant le second plus grand diamètre apparent dans notre ciel, devancée par R Dor de l'hémisphère Sud en omettant le Soleil. La différence significative de diamètre apparent provient de la température effective de l'étoile : Sirius est une étoile chaude alors que Bételgeuse est une RSG plus froide.

Cette constatation nous amène donc au statut évolutif de Bételgeuse, c'est-à-dire à son âge, à son histoire et à son avenir. Dolan et al. (2008) ont réussi à calculer le parcours évolutif de Bételgeuse dans le diagramme HR (Fig. 1.4) en s'appuyant sur les différentes valeurs de ses paramètres physiques disponibles dans la littérature ainsi que sur leur modèle d'évolution quasi-hydrostatique. Leur modèle donne une étoile de 21 M$_\odot$ s'apprêtant à commencer la fusion de l'hélium dans son cœur. Pour aller plus loin van Loon (2013) a fait une revue extensive du statut de Bételgeuse lors de l'Atelier Bételgeuse qui s'est tenu à Paris en novembre 2012 (Kervella et al. 2013a). A partir des modèles de Ekström et al. (2012), il a pu décrire l'évolution d'une étoile de 20 M$_\odot$. Selon que l'on considère ou non une vitesse de rotation de 40% de la vitesse critique (rompant la cohésion de l'étoile), la phase de RSG de Bételgeuse aurait commencé il y a 8,1 (sans rotation) à 9,3 (avec rotation) $\times 10^6$ années et devrait encore durer 0,55 à 0,3 $\times 10^6$ années. Il est admis que cette étoile donnera une SN, mais sans rotation celle-ci se produira juste après la RSG (et sera donc de type II-P) alors qu'avec rotation, Bételgeuse devrait tout d'abord repasser en phase de géante bleue et donner un SN de type IIb (assez similaire à ce qui fut observé sur SN1987A).

Nous venons de voir que Bételgeuse a suscité très tôt l'attention des astronomes. A l'époque moderne, elle a été étudiée sous toutes les coutures, avec les nombreuses techniques innovantes à notre disposition : spectroscopie, photométrie, interférométrie,

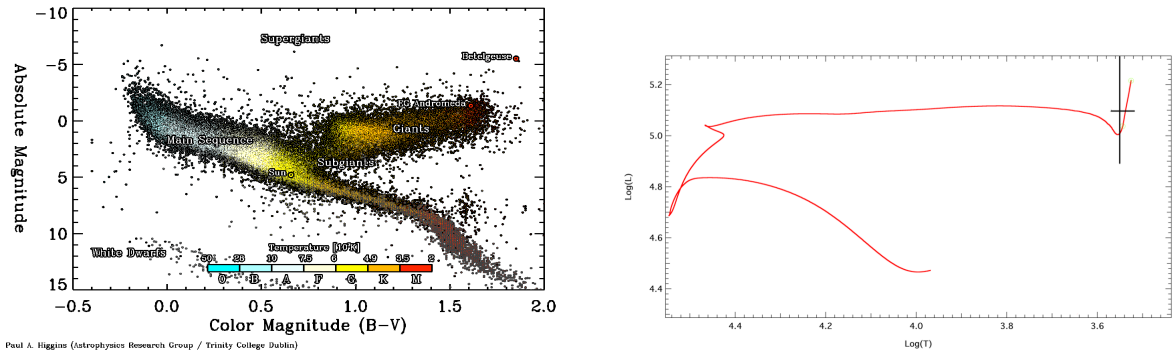

FIGURE 1.4 – *A gauche :* Diagramme HR des étoiles observées par Hipparcos (Higgins 2012). *Droite :* Diagramme HR pour une étoile de 21 $M_\odot$ (Dolan et al. 2008).

polarimétrie, dans tous les domaines de longueur d'onde (Ridgway 2013). On pourrait donc penser que cet objet nous est bien connu, cependant de nombreuses questions restent ouvertes.

Contrairement à la majorité de ses consœurs Bételgeuse ne semble pas avoir de compagnon. Karovska et al. (1986) ont affirmé avoir découvert deux compagnons à 60 et 510 mas de l'étoile principale en utilisant la technique de l'interférométrie des tavelures (ou *speckle*). Cependant aucune confirmation de ces observations n'a eu lieu depuis. Bételgeuse n'a pas pu naître seule : les étoiles naissent en famille dans des nébuleuses et sont souvent multiples. Cette question de la binarité de Bételgeuse est fortement liée à une autre de ses caractéristiques : sa très grande vitesse à travers le MIS (elle se déplace de 30 mas.yr^{-1} dans le ciel alors que les étoiles voisines sont plus lentes). Le scénario le plus plausible pour qu'une étoile ait une vitesse si élevée dans le MIS est qu'elle a fait partie d'un système binaire dont la composante principale était plus massive : cette étoile primaire a évolué plus rapidement que Bételgeuse et sa disparition en supernova a éjecté Bételgeuse du système à grande vitesse. Bételgeuse n'est donc plus multiple mais a sans doute fait partie d'un système multiple. Une hypothèse intrigante sur la binarité de Bételgeuse pourrait être que l'étoile secondaire a été enveloppée par l'étoile principale lorsqu'elle est devenue une RSG. En d'autres termes, le compagnon, moins massif, naviguerait *dans* Bételgeuse. Nous aurions alors à faire à un objet de Throne-Żytkow (ce type d'objet reste théorique mais un candidat pourrait avoir été trouvé par Levesque et al. 2014). Comme nous le verrons plus loin (Sect. 2.4), ceci pourrait être une explication de la plus grande activité apparente de la photosphère de Bételgeuse par rapport à Antarès (α Sco) qui justement est multiple. Enfin, bien sûr, une autre possibilité intéressante serait que Bételgeuse *soit* effectivement multiple et que son faible et proche compagnon reste à découvrir avec de nouveaux instruments plus performants.

Cependant, le sujet qui va nous intéresser durant cette thèse sera un autre aspect de Bételgeuse et des RSG en général : leur perte de masse. Nous avons vu un peu plus haut dans cette section que les étoiles massives évoluées ont un rôle extrêmement important dans l'évolution de l'Univers : à travers leur perte de masse elles envoient atomes lourds, molécules et poussières dans le MIS. Bételgeuse perd ainsi de la matière à raison de $2-4\times10^{-6}$ $M_\odot$.yr^{-1} (Jura & Kleinmann 1990; van Loon 2013). Les processus qui déclenchent et accompagnent cette perte de masse restent pourtant méconnus. Or, ce flux de matière évoluée (par rapport à l'hydrogène et à l'helium) permet justement d'enrichir le MIS et de faire chimiquement évoluer la galaxie.

Le brassage convectif au sein de l'étoile lui permet d'évacuer des atomes lourds tels que le carbone, l'oxygène ou le silicium. La présence de cellules de convection à la surface de Bételgeuse peut être établie à partir de la reconstruction d'image en bande H de Haubois et al. (2009, voir Fig. 1.5) interprétée grâce à des simulations radiatives et hydrodynamiques (RHD) par Chiavassa et al. (2010a). Si l'on suit l'hypothèse de Josselin & Plez (2007) la convection peut permettre à la matière de quitter la photosphère, ce qui coïncide avec les observations d'Ohnaka et al. (2009, 2011) qui révèlent la dynamique du monoxyde de carbone (CO) dans l'atmosphère de Bételgeuse : une partie du CO s'élève et se dirige vers l'observateur alors qu'une autre fraction retombe vers l'étoile. Il est envisageable qu'une part non négligeable du gaz dont le CO est le traceur puisse rester en suspension dans l'atmosphère externe de l'étoile ou puisse même être mise en mouvement vers le MIS. Uitenbroek et al. (1998) avaient également observé une région plus lumineuse dans la chromosphère de l'étoile avec HST/GHRS qui avait été interprétée comme étant le pôle de la RSG. La vitesse de rotation et la période en avaient été déduites par spectroscopie. Cependant aucune observation simultanée n'est venue corroborer ce résultat à d'autres longueurs d'ondes, en particulier il est délicat d'interpréter conjointement avec ces données la reconstruction d'image de Haubois et al. (2009) effectuée avec des données prises dix années après les données du HST.

En s'éloignant de l'étoile, la matière va se refroidir et les atomes peuvent alors former des molécules de plus en plus complexes. Nous venons de voir que le CO a été détecté dans l'enveloppe de Bételgeuse, c'est aussi le cas de l'alumine (Al_2O_3, Verhoelst et al. 2006), de la vapeur d'eau (H_2O, Danielson et al. 1965), du monoxyde de silicium (SiO, Perrin et al. 2007) ou encore de CN (Kervella et al. 2009). Cette dernière observation a été réalisée en imageant l'environnement proche de l'étoile avec l'instrument VLT/NACO grâce à l'optique adaptative (Fig. 1.5). La molécule CN correspond à l'absorption observée dans la ligne de visée de l'étoile mais ne parvient pas à reproduire l'émission vue pour l'enveloppe. Ces observations ont aussi révélé un environnement hautement inhomogène : les matériaux semblent éjectés sous forme de plumes ce qui est un autre argument en faveur d'une perte de masse initiée par la convection : les cellules convectives géantes, peu nombreuses et localisées sur une portion limitée de l'étoile enverraient le matériau de façon inhomogène vers le MIS.

A des distances plus grandes (environ une seconde d'arc de l'étoile soit 50 $R_\star$) la température baisse encore et le rayonnement de l'étoile est moins intense. La poussière peut se condenser et l'alumine pourrait être un des noyaux de condensation (Verhoelst et al. 2006). Encore une fois, ce sont les inhomogénéités qui caractérisent cette zone : Kervella et al. (2011) y ont observé en infrarouge thermique avec VLT/VISIR des globules, des arcs de matière et même un anneau centré sur l'étoile qui pourrait représenter la région de condensation de la poussière (Fig. 1.5). La distribution spectrale d'énergie (SED) correspondrait à de la poussière riche en oxygène (à base de silicates). De nouvelles observations plus détaillées de cette région pourraient le confirmer et en particulier montrer la variabilité de l'enveloppe (injection de matière par l'étoile, variation d'éclairage par la photosphère).

À quelques secondes d'arc de l'étoile, les observations effectuées avec l'interféromètre CARMA dans le domaine millimétrique (O'Gorman et al. 2012) montrent encore une répartition inhomogène du CO (Fig. 1.5). Ces différentes structures gazeuses semblent de plus avoir des vitesses projetées sur la ligne de visée différentes : elles n'ont donc pas un mouvement d'ensemble.

Enfin, à la frontière avec le MIS, les observations révèlent des structures complexes

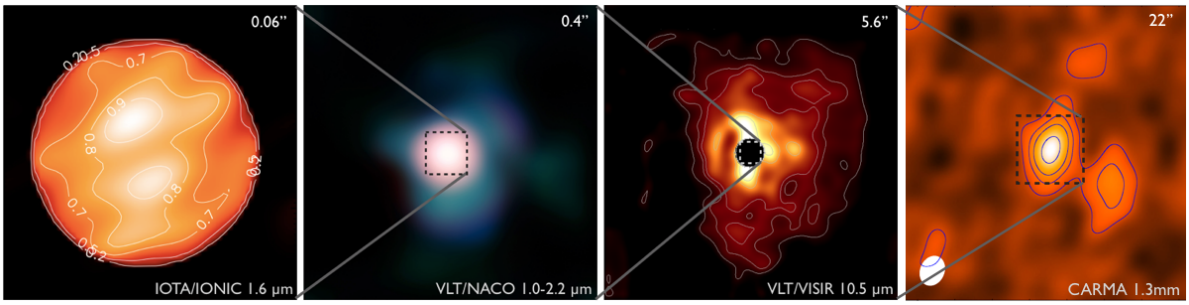

FIGURE 1.5 – Observations du CSE de Bételgeuse à différentes échelles, sur chaque image le Nord est en haut et l'Est à gauche. *Première image :* Image reconstruite à partir des observations interferométriques de IOTA en bande H (Haubois et al. 2009). *Deuxième image :* Images avec optique adaptative de VLT/NACO, RVB = KHJ (Kervella et al. 2009). *Troisième image :* Images VLT/VISIR limitées par la diffraction à 10,49 μm (Kervella et al. 2011). *Quatrième image :* Reconstruction d'image de l'interféromètre CARMA dans la raie ^{12}CO $J = 2 - 1$ (O'Gorman et al. 2012).

et étendues. Avec leurs observations Herschel/PACS, Decin et al. (2012) ont pu observer l'arc de choc formé par la rencontre du vent de la RSG avec le MIS. Cet arc est en fait composé de multiples filaments plus fins centrés sur Bételgeuse et pour rayon environ $6-7'$. Une barre linéaire est également observée à $9'$ de Bételgeuse, ces auteurs suggèrent qu'elle n'est pas liée à Bételgeuse mais serait le bord d'un nuage interstellaire. Mackey et al. (2012) ont quant à eux proposé que cette structure pourrait être les restes de l'arc de choc créé par l'étoile lorsqu'elle était encore une supergéante bleue (BSG) cependant aucune courbure n'est observée sur les images à grand champ de Herschel. Enfin Le Bertre et al. (2012) ont détecté une couche quasi-statique d'hydrogène neutre (émission à 21 cm) à $2'$ de l'étoile ainsi que des contreparties à l'arc de choc précédemment cité, à 21 cm mais aussi en UV avec le satellite GALEX.

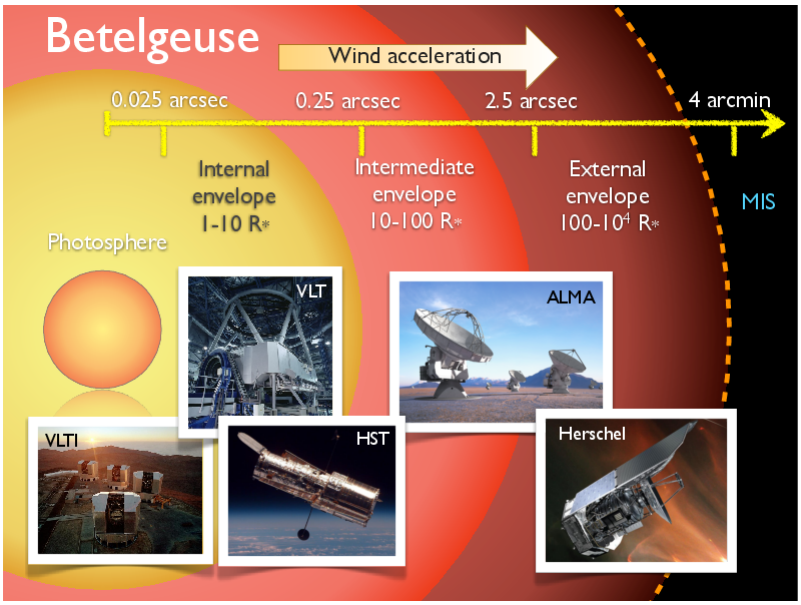

FIGURE 1.6 – Différentes couches de l'enveloppe de Bételgeuse représentées avec les instruments les mieux adaptés à leur observation (Kervella et al. 2013b).

Des structures inhomogènes et asymétriques semblent donc entourer Bételgeuse à

différentes échelles et températures (correspondant également à différentes longueurs d'onde d'observation). Les différentes échelles de taille de l'enveloppe de Bételgeuse ainsi que les moyens permettant leur observation sont résumés sur la Figure 1.6. La plupart des observations citées précédemment s'accordent sur ces points ainsi que sur la difficulté de modéliser le processus qui anime cette perte de masse. L'interprétation même de cet ensemble d'observations est rendu délicate par l'absence de simultanéité entre les différentes échelles et longueurs d'onde observées mais aussi par le manque de suivi temporel. Nous savons en effet que α Ori est une étoile variable, les cellules convectives de la photosphère sont supposées avoir une durée de vie caractéristique de quelques mois à quelques années pour les plus grosses (Chiavassa et al. 2011a). Comprendre la dynamique et la morphologie de l'enveloppe de cette RSG proche implique donc d'effectuer un suivi de son environnement. Il importe également de développer de nouveaux modèles car jusqu'à présent de nombreuses observations demeurent partiellement comprises telles que l'émission des plumes vues par Kervella et al. (2009). Les clôtures de phase des observations interférométriques de Ohnaka et al. (2009, 2011) ne sont pas reproduites de manière satisfaisante, Bujarrabal et al. (1994) n'observent pas l'émission de SiO $\nu = 0$ pour des transitions à faible J dans l'enveloppe de l'étoile alors que cette molécule est observée par Perrin et al. (2007) en interférométrie optique plus proche de l'étoile.

En tant que membre le plus proche de la classe des RSG, Bételgeuse semble tout indiquée pour être le laboratoire des théoriciens et la cible privilégiée des observateurs pour comprendre l'environnement et par conséquent la perte de masse des étoiles évoluées. Les observations ne cessent de mettre les modèles à l'épreuve. Alors que des observatoires dédiés à la haute résolution angulaire (HRA) produisent depuis plusieurs années des données de haute qualité de manière routinière, le besoin d'un suivi régulier de cette étoile se fait sentir pour passer d'une étude morphologique de son enveloppe à une étude dynamique. Pour cela les différentes techniques disponibles (photométrie, imagerie, spectrométrie, polarimétrie, interférométrie) doivent être utilisées simultanément pour fournir une vue cohérente de cette zone compacte autour de l'étoile en échantillonnant des structures allant de quelques millisecondes à quelques minutes d'arc.

Au cours de la section suivante je vais développer les deux techniques de haute résolution angulaire mises en oeuvre au cours de ma thèse qui permettent d'obtenir des résolutions de l'ordre de la dizaine de millisecondes d'arc avec des instruments au sol et qui elles seules peuvent donner accès à la photosphère des RSG, source de la perte de masse de ces étoiles.

1.2 La haute résolution angulaire

Le développement de cette partie de la thèse a pour but de rappeler le principe et l'intérêt des deux techniques de HRA que j'ai utilisées. Une partie de leur mise en œuvre sera également décrite pour que le lecteur puisse comprendre certaines étapes de la prise de données et de leur traitement développés dans les autres chapitres. Il pourra ainsi apprécier la prouesse que représentent les résultats que permettent d'obtenir ces techniques qui ont révolutionné l'astrophysique à la fin du siècle précédent et au commencement de l'actuel.

Pour des démonstrations plus complètes, le lecteur pourra consulter les ouvrages suivants :

- Léna, P., Rouan, D., Lebrun, F., Mignard, F. & Pelat, D. 2008, *L'observation en astrophysique*, Savoirs Actuels, Éd EDP Sciences : Un ouvrage complet (et en français) sur les techniques modernes d'observations en astrophysique. Les différents développements ci-dessous lui doivent beaucoup (Léna et al. 2008).

- Mariotti, J.-M. 1989 *Introduction to Fourier optics and coherence* dans *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, Éds D. M. Alloin and J.-M. Mariotti : pour le développement de la théorie interférométrique (Mariotti 1989).

- Rousset, G. 2010, *Cours de M2R, FL4 : Instruments, méthodes d'observation et haute résolution angulaire, au sol et dans l'espace* : un résumé synthétique des différents concepts évoqués ici.

- Roddier, F. 1999, *Imaging through the atmosphere* dans *Adaptive optics in astronomy*, Éd Roddier, F. : pour le développement de l'effet de l'atmosphère sur les observations au sol (Roddier 1999).

- Kervella, P. 2001, *Interférométrie optique avec le VLT, Application aux étoiles Céphéides, Volume 1*, Thèse de doctorat : introduction à l'interférométrie longue base dont je me suis inspiré.

1.2.1 Résolution d'un télescope classique au sol

Cas idéal sans atmosphère

Le télescope est indissociable de l'astronomie et de l'astrophysique. En effet, l'astrophysique reste une science observationnelle et le télescope est son instrument d'observation même si différentes variantes existent suivant le domaine de longueur d'onde considéré. Un télescope a deux missions : permettre de distinguer des objets peu lumineux et nous en révéler des détails, soit en d'autres termes collecter un maximum de lumière et fournir la meilleure résolution possible. Ces deux objectifs sont liés à la principale caractéristique de l'instrument : le diamètre de son miroir primaire. Pour la première, le lien est simple : la quantité de lumière reçue pour une source donnée va dépendre de la surface du collecteur, c'est-à-dire du miroir primaire. Si R est son rayon, la puissance lumineuse collectée par l'instrument sera proportionnelle à πR^2 et dans le cas d'un télescope ayant une obscuration centrale de rayon r (par exemple causée par un miroir secondaire) elle sera proportionnelle à $\pi(R^2 - r^2)$. Cependant, c'est la seconde caractéristique du télescope qui va nous intéresser, sa résolution c'est-à-dire sa capacité à distinguer deux points proches l'un de l'autre. Cette résolution sera donc exprimée comme la plus petite distance entre deux points que le télescope arrive à séparer (ou encore à résoudre). Comme le télescope observe des objets situés l'infini (à des distances très grandes devant les grandeurs caractéristiques du télescope), on parle en fait de résolution angulaire. Cette grandeur est directement liée à la nature ondulatoire de la lumière (contrairement à l'optique géométrique où l'image d'un point est un point) et est donnée par la théorie de la diffraction. Pour un télescope dont le miroir primaire a pour diamètre D, observant deux sources ponctuelles à la longueur d'onde λ, le pouvoir de résolution θ_0 est :

$$\frac{\theta_0}{1\text{ rad}} = 1{,}22 \left(\frac{\lambda}{1\text{ m}}\right)\left(\frac{1\text{ m}}{D}\right) \tag{1.1}$$

Il s'agit bien évidemment du critère de Rayleigh que l'on peut exprimer dans des unités plus usuelles pour la HRA :

$$\frac{\theta_0}{1 \text{ mas}} = 0{,}25 \left(\frac{\lambda}{1 \text{ nm}} \right) \left(\frac{1 \text{ m}}{D} \right) \tag{1.2}$$

Une rapide application numérique pour $\lambda = 600$ nm (pour le rouge) et $D = 8{,}2$ m (Télescope Unitaire ou UT du VLT) nous donne une résolution angulaire de 18,3 mas. Avec un miroir primaire de 39,3 m qui est en 2014 le diamètre prévu pour l'E-ELT (*European Extremely Large Telescope*, Téléscope Européen Extrêmement Grand) de l'ESO, la résolution théorique est alors de 3,82 mas. On voit donc qu'un UT peut résoudre par exemple le disque de Bételgeuse et de quelques autres étoiles en visible, *en l'absence d'atmosphère*. Car jusqu'à présent nous n'avons considéré que le télescope et aucunement l'atmosphère qui permet à ses constructeurs, opérateurs et utilisateurs de respirer...

Télescope au sol : l'effet de l'atmosphère

Heureusement pour nous, la Terre est dotée d'une atmosphère. En plus de nous permettre de respirer du dioxygène, ses différentes couches nous protègent des rayonnements nocifs du Soleil et l'effet de serre nous permet de bénéficier de températures douces et relativement homogènes. Cependant cette mince couche protectrice est un fléau pour l'astronomie au sol.

Comme nous venons de le noter, l'atmosphère ne laisse pas passer tous les rayonnements. La lumière gamma, X et ultraviolette (UV) n'atteint ainsi pas le sol (heureusement pour les être vivants), il en va de même pour une partie des infrarouges (IR) et pour les ondes radio de très grande longueur d'onde (Fig. 1.7). Pour observer cette lumière qui ne franchit pas l'atmosphère il n'existe qu'une seule solution : aller dans l'espace ! C'est ce qui a été fait avec le Télescope Spatial Hubble ou HST (UV, visible, IR), le télescope Herschel (IR et submillimétrique), l'Observatoire Chandra (rayons X) et bien d'autres que nous ne pouvons pas tous nommer ici. Ces observatoires s'affranchissent de l'atmosphère et des défauts qu'elle peut causer sur la formation d'une image et que nous allons maintenant aborder.

Nous allons ici considérer la lumière sous son aspect ondulatoire. Nous parlerons abondamment de *front d'onde* : il s'agit d'une surface (imaginaire) au niveau de laquelle chaque point de l'onde a parcouru le même chemin optique (c'est-à-dire la même distance pondérée de l'indice de réfraction) depuis la source de l'onde lumineuse. En d'autres termes, il s'agit de la surface de l'onde ayant une phase constante. Si l'onde lumineuse est issue d'une source ponctuelle et se propage dans un milieu homogène (à l'indice de réfraction constant), les fronts d'onde forment donc des sphères centrées sur la source lumineuse. Dans le cas d'étoiles observées depuis la Terre, il s'agit d'objets ponctuels vus à l'infini : les fronts d'onde sont alors des plans parallèles.

Dans le cas décrit précédemment, tout se passe pour le mieux, malheureusement l'atmosphère terrestre vient compliquer les choses. Ses différentes couches ne sont pas à la même température et plus grave : une même couche peut présenter différentes températures. Des bulles d'air chaud peuvent ainsi se déplacer (verticalement ou horizontalement) dans un environnement plus froid. Plus chaudes et donc moins denses que l'air les entourant, ces cellules sont mises en mouvement par la simple poussée d'Archimède ou par des phénomènes de turbulence (la *turbulence atmosphérique*) Or, l'indice de réfraction de l'air est fonction de la température comme nous le rappellent les fameux

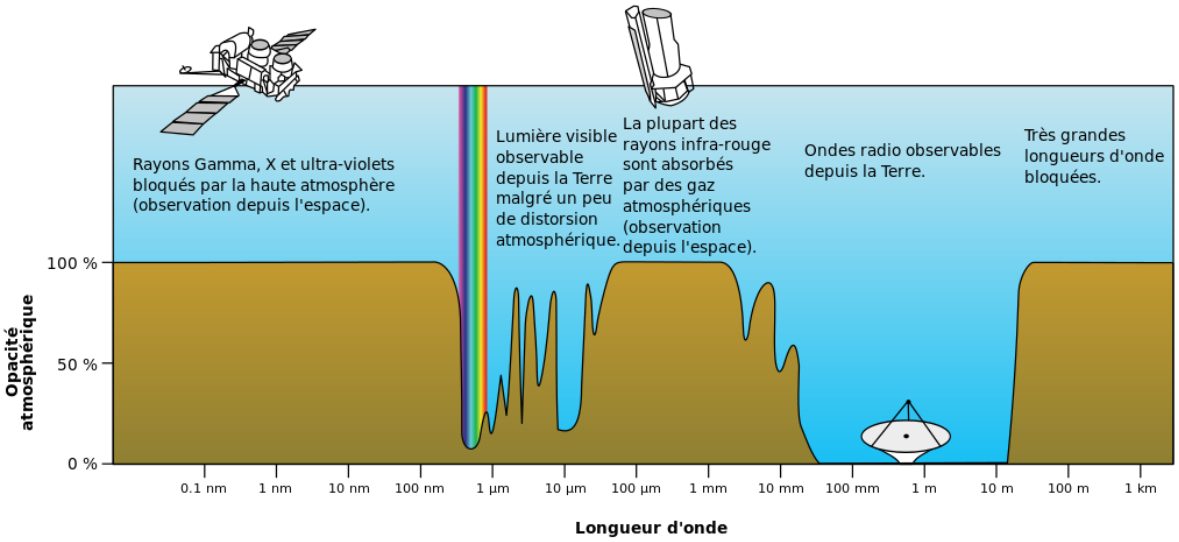

FIGURE 1.7 – Opacité atmosphérique en fonction de la longueur d'onde (Crédits : NASA, traduit par Hugooguh pour fr.wikipedia.org)

mirages. Ainsi, une surface d'onde provenant d'une étoile sous forme plane va être déformée par sa traversée de l'atmosphère car la phase de l'onde va être affectée par les variations d'indice de l'air. Plus précisément c'est la phase de l'onde qui va être affectée par les perturbations de l'atmosphère.

D'un point de vue mathématique il nous faut considérer l'amplitude complexe de l'onde Ψ :

$$\Psi = A \exp(\mathrm{i}\varphi) \tag{1.3}$$

A représente l'amplitude de l'onde et φ sa phase. Considérons maintenant la variance de la phase D_φ à une distance $\xi = |\boldsymbol{\xi}|$ de $\mathbf{x}$ sur la pupille du télescope :

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = \langle |\varphi(\mathbf{x}) - \varphi(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi})|^2 \rangle \tag{1.4}$$

On démontre que (Roddier 1999) :

$$D_\varphi(\boldsymbol{\xi}) = 6{,}88 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^{5/3} \tag{1.5}$$

où

$$r_0 = \left[0{,}423 k^2 (\cos\gamma)^{-1} \int C_N^2(h) \mathrm{d}h \right]^{-3/5} \tag{1.6}$$

est le paramètre de Fried, $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde avec λ la longueur d'onde, γ est l'angle zénithal et C_N^2 la constante de structure de l'indice, elle représente la distribution de l'énergie turbulente en fonction de l'altitude (elle est mesurée depuis le sol ou par ballon). Cette formule s'applique pour une turbulence s'étendant sur toute l'épaisseur de l'atmosphère. On remarque que r_0 est proportionnel à $\lambda^{6/5}$. Ce paramètre de Fried est caractéristique des déformations causées par l'atmosphère, plus particulièrement exprimons la moyenne des carrés de la distortion de phase sur une surface circulaire de

diamètre d, nous obtenons :

$$\sigma^2 = \left\langle \frac{4}{\pi d^2} \iint_{\text{surface}} |\varphi(\mathbf{x}) - \varphi_0(\mathbf{x})|^2 \mathrm{d}\mathbf{x} \right\rangle \tag{1.7}$$

$$\sigma^2 = 1{,}03 \left(\frac{d}{r_0}\right)^{5/3} \tag{1.8}$$

En d'autres termes, la racine carrée de la moyenne des carrés (rms) de la distorsion de phase sur une surface circulaire de diamètre r_0 est d'environ 1 radian. Pour cela, r_0 est considéré comme la taille caractéristique des cellules de turbulence de l'atmosphère. On peut en fait considérer qu'en raison de ces cellules, la résolution angulaire d'un télescope au sol ne sera pas limitée par son diamètre mais par le paramètre de Fried. Pour fixer les idées, une application numérique avec le paramètre de Fried médian au VLT à l'Observatoire du Mont Paranal à 500 nm nous donne une valeur de 15 cm ou à 1,65 μm (en bande H, infrarouge proche) 63 cm. Ce qui signifie donc qu'observer sous l'atmosphère avec un télescope de 8 m de diamètre permet d'avoir le pouvoir collecteur d'un télescope de 8 m de diamètre mais la résolution d'un télescope de 15 cm dans le domaine visible et de 63 cm dans l'IR.

Le paramètre de Fried est aussi utilisé pour déterminer la stabilité du front d'onde. En effet, il ne faut pas oublier que les cellules de turbulence bougent et défilent donc devant le télescope : la phase de l'onde lumineuse ne sera stable qu'au sein d'une des cellules. Considérant la vitesse moyenne du vent V, on définit le temps de cohérence :

$$\frac{\tau_0}{1\text{ s}} = 0{,}314 \left(\frac{r_0}{1\text{ m}}\right) \left(\frac{1\text{ m.s}^{-1}}{V}\right) \tag{1.9}$$

Une valeur typique du temps de cohérence tel que mesuré à Paranal en proche infrarouge est de 5 ms. Bien sûr, plus le temps de cohérence sera grand, plus favorable sera l'observation en imagerie ou en interférométrie.

Enfin, nous pouvons revenir à la résolution angulaire, en utilisant :

$$\frac{\theta_0}{1\text{ mas}} = 0{,}25 \left(\frac{\lambda}{1\text{ nm}}\right) \left(\frac{1\text{ m}}{r_0}\right) \tag{1.10}$$

Cet angle θ_0 appelé *seeing* est couramment utilisé pour quantifier la qualité d'une observation astronomique[3]. Contrairement au paramètre de Fried, on constate qu'il varie comme $\lambda^{-1/5}$. Et une application numérique toujours à Paranal nous donne un seeing de 0,8" en visible et de 0,65" en proche infrarouge (bande H). Nous sommes donc (très) loin des valeurs obtenues sans atmosphère : il est maintenant impossible de résoudre l'environnement proche des étoiles évoluées. C'est pour pallier cette chute de résolution causée par l'atmosphère que les techniques HRA développées ci après sont utilisées.

Volontairement nous n'avons pas vu ici la démonstration rigoureuse de cette caractérisation de l'atmosphère qui surplombe notre télescope car cela n'est pas l'objet de cette thèse. Le lecteur pourra consulter avec profit Roddier (1999) pour voir les différents développements.

1.2.2 L'optique adaptative

Nous venons de voir les effets de l'atmosphère sur le front de l'onde lumineuse en provenance d'une étoile. Nous allons maintenant brièvement présenter le principe d'*optique*

[3] À tel point qu'il n'existe pas d'équivalent français à ce terme.

adaptative (OA) qui permet de restituer des images proches de la limite de diffraction du télescope en corrigeant les effets de la turbulence atmosphérique.

Le principe de l'OA est simple : il consiste à analyser le front d'onde au niveau de la pupille du télescope (la surface collectrice du télescope vue depuis l'objet observé). De cette analyse, le système déduit les corrections de phase à appliquer au front d'onde pour le rendre à nouveau plan et à l'aide d'un dispositif approprié applique les dites corrections (voir Fig. 1.9, panneau de gauche). La mise en œuvre pratique est cependant un vrai défi.

Représentation du front d'onde

La première étape consiste à modéliser le front d'onde pour pouvoir l'analyser et en déduire les corrections à appliquer. Pour cela les aberrations de la phase sont décomposées sur une base propre de la pupille de l'instrument.

$$\varphi(\mathbf{r},t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) Q_i(\mathbf{r}) \tag{1.11}$$

où les Q_i représentent les vecteurs unitaires de la base propre. Comme pour tous les espaces vectoriels, il existe une infinité de bases propres orthonormées, nous allons utiliser la plus courante pour ce problème : *la base des polynômes de Zernike* Z_i définis par :

$$\left.\begin{aligned} Z_{m,n,\text{pair}} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos(m\theta) \\ Z_{m,n,\text{impair}} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin(m\theta) \end{aligned}\right\} \quad \text{si } m \neq 0$$
$$Z_{0,n} = \sqrt{n+1} R_n^0(r) \qquad \text{si } m = 0 \tag{1.12}$$

avec m la fréquence azimutale, n le degré radial et :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s![(n+m)/2-s]![(n-m)/2-s]!} r^{n-2s} \tag{1.13}$$

Ces polynômes sont représentés en Figure 1.8.

L'analyse du front d'onde

Maintenant que nous avons un modèle, il faut analyser le front d'onde incident. Le problème majeur est que la perturbation atmosphérique est une perturbation de phase alors que les détecteurs optiques ne sont sensibles qu'à l'intensité de l'onde (module au carré). La première étape consiste donc à coder la phase de l'onde en intensité pour pouvoir la détecter. Il existe plusieurs types d'analyseurs tels que l'analyseur par interféromètre à décalage, les analyseurs de courbures ou l'analyseur à pyramide. Nous décrirons ici l'analyseur *Shack-Hartmann* dont deux représentants sont installés sur le système NAOS du VLT (un senseur visible et un infrarouge).

Cette analyseur décompose la pupille en plusieurs sous-pupilles et permet de quantifier le décalage de phase sur chacune d'elles par une simple variation de position. Son schéma de principe est représenté sur la partie droite de la figure 1.9 et son fonctionnement est régi par l'équation suivante qui donne le lien entre le décalage S_x entre l'image de la sous-pupille et l'axe optique de la lentille associée, la différence de phase $\Delta\varphi$, la focale f de la lentille :

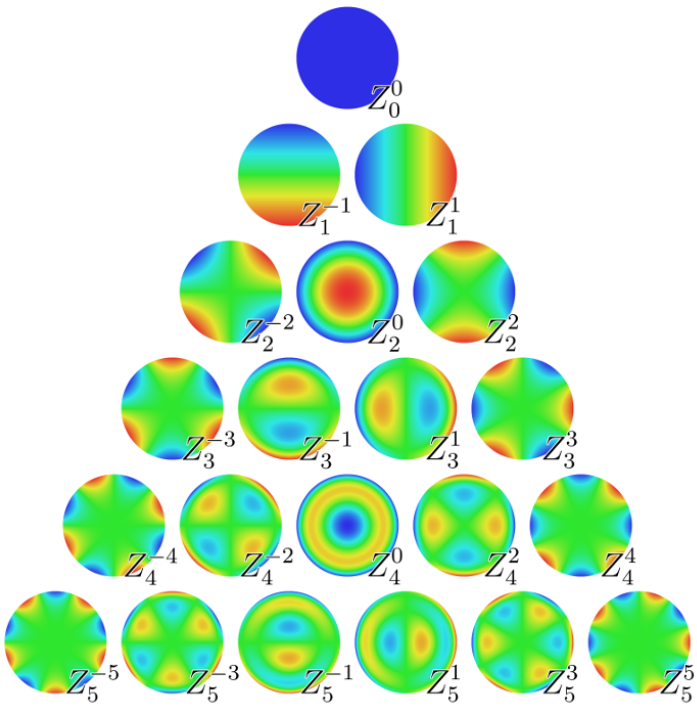

FIGURE 1.8 – Représentation des polynômes de Zernike Z_n^m sur le disque unité. Crédits : Rocchini (Zom-B sur en.wikipedia)

$$\alpha_x = \frac{S_x}{f} = \frac{\lambda}{2\pi}\frac{\Delta\varphi}{d} \tag{1.14}$$

avec λ la longueur d'onde, d le diamètre de la sous-pupille et α_x l'angle entre le rayon incident et l'axe optique de la sous-pupille.

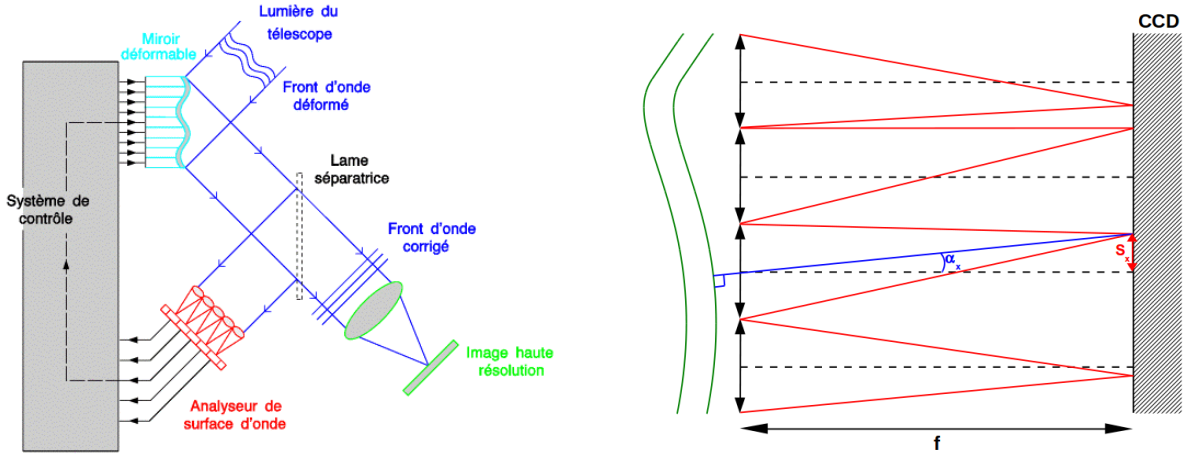

FIGURE 1.9 – *Gauche* : Schéma de principe du système d'optique adaptative (Crédits : Observatoire de Paris/LESIA). *Droite* : Schéma optique d'un analyseur Shack-Hartmann.

Ainsi analysé sur chacune des sous-pupilles, le front d'onde est ensuite reconstruit grâce à la base des polynômes de Zernike définis précédemment.

Correction du front d'onde

La correction du front d'onde est réalisée par un miroir déformable. Comme il est impossible d'agir sur un miroir primaire qui atteint 8,2 m au VLT pour des questions d'inertie et de faisabilité technique, un miroir plus petit est utilisé sur lequel on forme l'image de la pupille pour pouvoir y appliquer les corrections. Différents types de miroirs déformables existent tels que les miroirs à actionneurs piézoélectriques discrets ou des miroirs bimorphes (grâce à des électrodes déposées entre deux plaques piézoélectriques).

L'efficacité de la correction va bien sûr dépendre du nombre d'actionneurs du miroir, c'est-à-dire du nombre de degrés de liberté. Dans le cas d'un système d'optique adaptative comprenant un analyseur Shack-Hartmann et un miroir à actionneurs piézoélectriques comme sur l'instrument NACO, le miroir doit avoir autant d'actionneurs que l'analyseur a de sous-pupilles. Soit N ce nombre de degrés de liberté, la correction est alors effectuée jusqu'au degré $2N$ des polynômes de Zernike.

Les miroirs déformables ne peuvent effectuer que des corrections de quelques microns au maximum alors que pour les corrections au premier ordre ($n = |m| = 1$) qui concernent le basculement (mouvement de basculement ou *tip-tilt*) nécessitent des corrections de l'ordre de la dizaine de microns : en général, un autre miroir plan supplémentaire est utilisé pour la correction *tip-tilt*.

L'image corrigée

Le nombre fini d'actionneurs conduit à une correction partielle des déformations du front d'onde. Pour quantifier l'efficacité de la correction, on utilise le rapport de Strehl qui est défini comme le rapport entre le maximum d'intensité de l'image corrigée d'une source ponctuelle et le maximum d'intensité de la tache d'Airy d'une image qui serait limitée uniquement par diffraction.

Exemples de performances en 2014

Nous allons prendre pour exemple deux systèmes d'optique adaptative : l'instrument NACO installé au VLT depuis fin 2001 et SPHERE qui vient d'arriver à Paranal au printemps 2014.

NACO est la contraction de NAOS-CONICA, NAOS étant l'instrument d'optique adaptative proprement dit et CONICA la caméra. NAOS (Rousset et al. 2003) est équipé d'un miroir dédié à la correction du tip-tilt et d'un miroir déformable composé de 185 actionneurs. Il observe en infrarouge et peut utiliser un senseur de front d'onde visible ou infrarouge sur la cible scientifique ou une étoile voisine (naturelle ou artificielle). A 2,2 μm en bande K son rapport de Strehl nominal est situé autour de 50%, la limite de diffraction du VLT en bande K étant à 67 mas.

SPHERE (Beuzit et al. 2008) récemment arrivé au VLT est équipé d'une optique adaptative extrême (SAXO). Il est équipé d'un miroir de correction de tip-tilt et d'un miroir déformable de 41×41 actionneurs. L'analyseur de Shack-Hartmann est quant à lui composé de 40×40 sous-pupilles. Contrairement à NACO, SPHERE fonctionne en IR mais aussi en visible donnant ainsi accès à un autre domaine de longueurs d'onde pour lequel la limite de diffraction théorique du VLT est bien plus faible (20 mas en bande R au lieu de 50 mas en bande H). Nominalement SPHERE est censé fournir un Strehl de 50% en bande R et de 90% en bande H : c'est un véritable bond en avant en termes de

résolution angulaire en imagerie. Les premières observations[4] sont encourageantes avec un Strehl de l'ordre de 70 % alors que les conditions n'étaient pas optimales.

Nous avons vu que l'optique adaptative permettait d'obtenir une résolution angulaire de quelques dizaines de mas sur un télescope de la classe des 8-10 m de diamètre en corrigeant les aberrations de phase induites par la turbulence atmosphérique. Le futur télescope E-ELT de l'ESO avec son diamètre de 39,3 m pour le miroir primaire sera une vraie révolution avec une limite de diffraction théorique de 3,82 mas dans le rouge. L'optique adaptative nécessaire pour obtenir un Strehl raisonnable sur un tel instrument et plus particulièrement sur l'ensemble de son champ de vue constitue un vrai défi et fera appel à de nouvelles techniques telles que la MOAO (*Multi Objects Adaptive Optics*, Optique Adaptative Multi-Objet). Cependant ce télescope n'est pas encore bâti et pouvoir obtenir une résolution de quelques millisecondes d'arc avec un télescope monolithique demande des moyens techniques, physiques et financiers considérables. Une solution existe avec notre technologie actuelle pour atteindre dès à présent une résolution angulaire de l'ordre de la milliseconde d'arc : il s'agit bien sûr de l'interférométrie.

1.2.3 L'interférométrie en astronomie

L'interférométrie stellaire fut mise en œuvre avec succès pour la première fois en astronomie par Michelson (1891) avec la mesure du diamètre apparent des satellites galiléens de Jupiter.

Le principal problème lorsqu'on cherche à augmenter la taille du miroir primaire d'un télescope pour avoir une meilleure résolution angulaire provient de l'énorme surface à considérer (et de la structure du télescope et de son abri qui en découlent). L'interférométrie s'affranchit de ce problème en échantillonnant la pupille d'un grand miroir par des télescopes de taille usuelle. On conserve ainsi le pouvoir de résolution du grand miroir primaire, sans avoir la contrainte de sa taille. Le principal défaut de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'avoir le pouvoir collecteur d'un miroir primaire de grand format mais aussi que le signal obtenu n'est pas directement une image et son acquisition ainsi que son traitement sont complexes : c'est ce que je vais présenter à présent succinctement en me restreignant au cas à deux télescopes.

Trous d'Young, cohérence

La Figure 1.10 nous permet de faire aisément l'analogie entre un interféromètre à deux télescopes et l'expérience dite des trous d'Young dans le cas d'une source située à l'infini : les deux télescopes jouent alors le rôle de masque à deux trous sur la pupille.

Pour déterminer ce que l'on obtient en recombinant la lumière de deux télescopes nous allons donc nous intéresser à cette expérience illustrée sur la partie droite de la figure 1.10. Nous considérerons dans un premier temps une lumière monochromatique à la longueur d'onde λ, la distance entre les deux trous sera notée B, nous prendrons pour diamètre de chacun des trous a très petit devant les autres dimensions de l'expérience et L la distance séparant l'écran du masque à deux trous. L'intensité sur l'écran sera exprimée au point M d'abscisse x. Nous considérerons que l'onde en provenance de la source S située à l'infini est plane et que son champ électrique s'écrit :

$$V(t) = Ae^{-i\omega t} \tag{1.15}$$

[4] http://www.eso.org/public/news/eso1417/

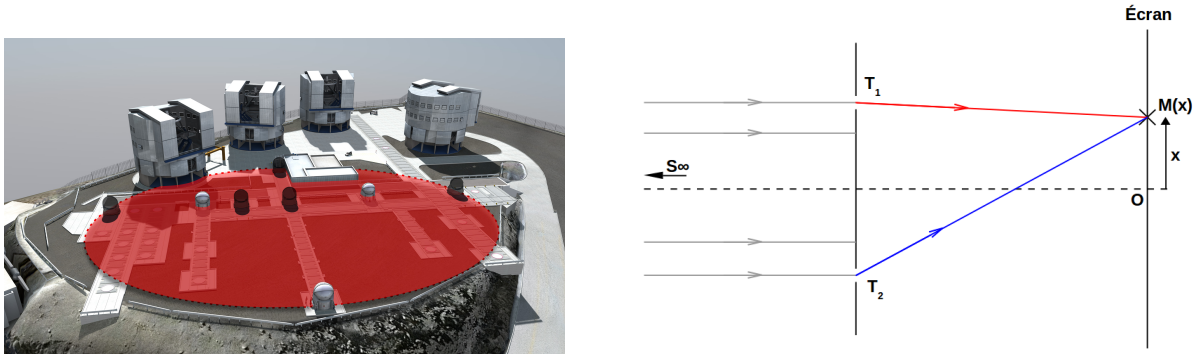

FIGURE 1.10 – *Gauche* : Vue d'artiste du VLTI. Le miroir équivalent en terme de résolution angulaire à la plus grande base utilisée par les AT est représenté par un disque rouge (Crédits : ESO). *Droite* : Schéma optique de l'expérience des trous d'Young.

Avec A l'amplitude de l'onde et $\omega = 2\pi c/\lambda$ sa pulsation. Comme nous travaillons dans le domaine optique, le détecteur sera nécessairement sensible uniquement à l'intensité, c'est-à-dire à la moyenne temporelle du carré du module de l'amplitude :

$$I = \left\langle |V(M,t)|^2 \right\rangle \tag{1.16}$$

Déterminons l'intensité de l'onde observée au point M :

$$I(M) = \left\langle |V_{\mathrm{T1}}(M,t) + V_{\mathrm{T2}}(M,t)|^2 \right\rangle \tag{1.17}$$

Où $V_i(M,t)$ désigne l'amplitude complexe de l'onde arrivée en M à l'instant t et étant passée par le point $i = T_1$ ou T_2. Soit r_1 et r_2 les distances entre M et respectivement T_1 et T_2. On définit les temps de parcours $\tau_1 = r_1/c$ et $\tau_2 = r_2/c$. On peut alors exprimer l'onde en M au temps t en fonction de l'onde aux points T_1 et T_2 a des temps antérieurs :

$$I(M) = \left\langle |V(T_1, t-\tau_1) + V(T_2, t-\tau_2)|^2 \right\rangle \tag{1.18}$$

$$\begin{aligned} I(M) = &\left\langle |V(T_1, t-\tau_1)|^2 \right\rangle + \left\langle |V(T_2, t-\tau_2)|^2 \right\rangle \\ &+ \langle V^*(T_1, t-\tau_1) V(T_2, t-\tau_2) \rangle + \langle V(T_1, t-\tau_1) V^*(T_2, t-\tau_2) \rangle \end{aligned} \tag{1.19}$$

Définissons alors le degré de cohérence mutuelle entre les points T_1 et T_2 fonction de τ

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V(T_1, t+\tau) V^*(T_2, t) \rangle \tag{1.20}$$

En remplaçant dans l'équation 1.19 :

$$I(M) = I_{T1}(M) + I_{T2}(M) + \Gamma_{12}(\tau_2 - \tau_1) + \Gamma_{12}^*(\tau_2 - \tau_1) \tag{1.21}$$

$$= I_{T1}(M) + I_{T2}(M) + 2\,\mathrm{Re}[\Gamma_{12}(\tau_2 - \tau_1)] \tag{1.22}$$

Introduisons le degré complexe de cohérence mutuelle :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0) * \Gamma_{22}(0)}} \tag{1.23}$$

En prenant soin de remarquer que $\Gamma_{ii}(0) = I_{Ti}$ et que $I_{T1}(M) = I_{T2}(M) = I_T(M)$ car T_1 et T_2 sont identiques :

$$I(M) = 2I_T(M)\left\{1 + \mathrm{Re}[\gamma_{12}(\tau)]\right\} \tag{1.24}$$

En utilisant l'équation 1.15, on obtient :

$$\gamma_{12}(\tau) = \exp(-i\omega t) \tag{1.25}$$

et donc :

$$\begin{aligned} I(M) &= 2I_T(M)\left\{1 + \cos\left[\omega(\tau_2 - \tau_1)\right]\right\} && (1.26)\\ &= 2I_T(M)\left\{1 + \cos\left[\frac{2\pi c}{\lambda}(\tau_2 - \tau_1)\right]\right\} && (1.27)\\ &= 2I_T(M)\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right)\right] && (1.28) \end{aligned}$$

avec $\delta = c(\tau_2 - \tau_1)$ la différence de marche entre les rayons (T_1M) et (T_2M). En considérant $L \gg B, x$, on obtient finalement :

$$\boxed{I(M) = 2I_T(M)\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi Bx}{\lambda L}\right)\right]} \tag{1.29}$$

Cette répartition d'intensité lumineuse, alternant zones éclairées et sombres de manière sinusoïdale en fonction de x constitue un interférogramme et le motif observé constitue des franges d'interférences. Dans le cas particulier des trous d'Young, on parle aussi de franges d'Young. Celles-ci sont illustrées sur la Figure 1.11. On définit l'espacement des franges d'interférences, c'est-à-dire la distance entre deux pics lumineux ou deux creux sombres comme étant l'interfrange :

$$l_i = \frac{\lambda L}{B} \tag{1.30}$$

Onde polychromatique et diffraction par les trous d'Young

Si l'on en croit l'expression des franges d'Young obtenue à l'équation 1.29, celles-ci semblent infiniment étendues dans le plan orthogonal à l'axe optique. Ça n'est bien évidemment pas le cas : deux hypothèses simplificatrices créent cet étrange résultat : la monochromaticité de l'onde incidente (en pratique, tout filtre a une bande passante finie) et l'extrême finesse des trous d'Young dont on a négligé la diffraction.

Un filtre ne peut pas sélectionner une seule longueur d'onde, il est en général centré sur une longueur d'onde λ_0 et a une bande passante $\Delta\lambda$. Comme on l'a vu dans l'équation 1.30, l'interfrange dépend de la longueur d'onde. Chaque longueur d'onde aura donc son système de franges : il faut sommer les intensités dans le plan image, les ondes sont alors dites incohérentes. Tous auront en commun la position $x = 0$ pour laquelle le terme d'interférence en cosinus sera égal à 1 et produira donc une frange brillante, cependant, dès qu'on s'écartera de cette position, un décalage interviendra pour chaque interférogramme, pour chaque longueur d'onde. La frange brillante suivante apparaîtra à une

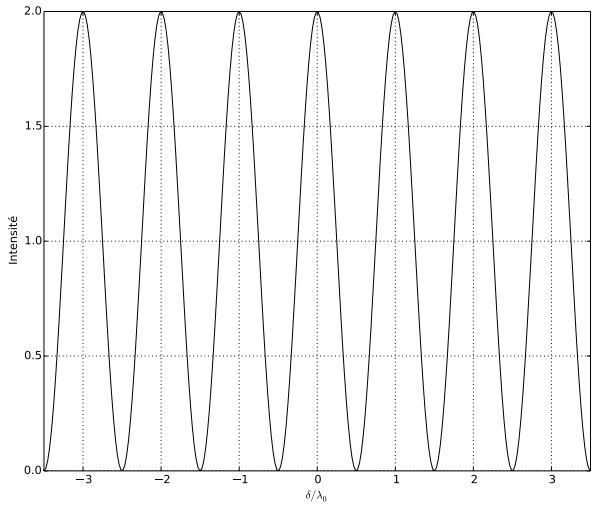

FIGURE 1.11 – Interférogramme obtenu avec le dispositif des trous d'Young pour $\lambda_0 = 500$ nm. δ est la différence de marche.

distance $\lambda L/B$ différente à chaque longueur d'onde et ce décalage ira en augmentant lorsqu'on s'éloignera encore de la frange brillante centrale. A partir d'une certaine distance, les franges d'interférence seront brouillées à cause de la polychromaticité de l'onde incidente. Cette distance est appelée longueur de cohérence et est définie par :

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \tag{1.31}$$

L'interférogramme obtenu en lumière polychromatique avec le dispositif des trous d'Young est illustré sur la Figure 1.12.

Si l'on considère a la largeur de chaque fente d'Young, il faut considérer un terme de diffraction qui va également réduire la portion visible de l'interférogramme. Il convient alors de rajouter à l'équation 1.29 le facteur :

$$\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi a}{\lambda L}x\right) \tag{1.32}$$

L'interférogramme alors obtenu est illustré sur la Figure 1.13.

Le théorème de Zernike-Van Cittert et la visibilité

Considérons maintenant le cas où la source observée n'est plus ponctuelle mais spatialement étendue. Chaque point de cette source va produire son propre système de franges et on se retrouve à nouveau dans le cas d'ondes incohérentes dans lequel il va falloir sommer les intensités dans le plan image :

$$I_{\mathrm{tot}}(M) = \int_{\mathrm{source}} I(M)\mathrm{d}\alpha\mathrm{d}\beta \tag{1.33}$$

où α et β sont les coordonnées décrivant le plan de la source. A nouveau, cela va dégrader l'interférogramme au sens que les franges seront moins visibles. Cette baisse de cohérence spatiale nous permet d'énoncer le *théorème de Zernike-Van Cittert* démontré dans Born & Wolf (1980) et Léna et al. (2008) et considéré comme la base de l'interférométrie en astronomie :

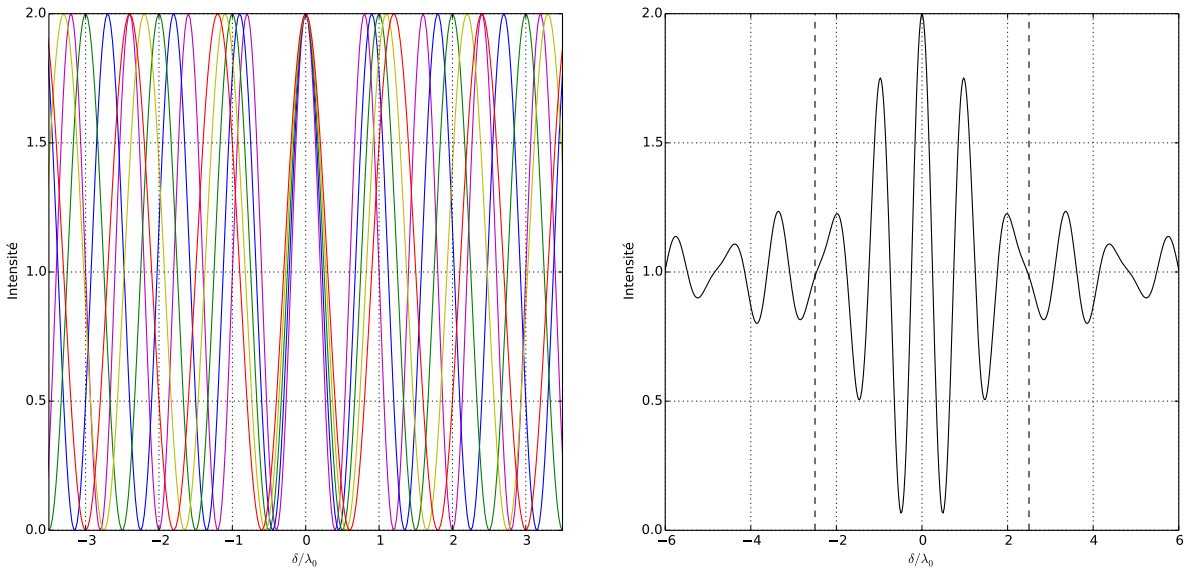

FIGURE 1.12 – *Gauche* : Franges d'Young polychromatiques pour $\lambda = 400$ (magenta), 450 (bleu), 500 (vert), 550 (jaune), 600 (rouge) nm. L'axe des abscisses est en δ/λ_0 avec $\lambda_0 = 500$ nm. δ est la différence de marche. *Droite* : Franges d'Young obtenues pour un filtre centré sur $\lambda_0 = 500$ nm et de largeur $\Delta\lambda = 200$ nm. Les pointillés verticaux représentent la longueur de cohérence l_c en unité d'interfrange. δ est la différence de marche.

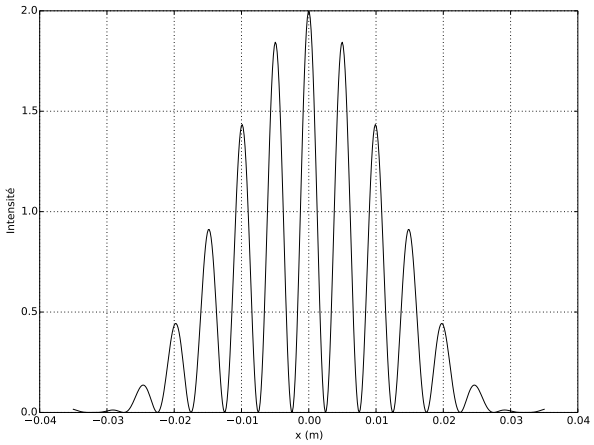

FIGURE 1.13 – Interférogramme monochromatique obtenu avec le dispositif des trous d'Young pour $\lambda = 500$ nm, avec des fentes d'une largeur de 5 μm séparées de 5 cm sur un écran situé à 1 m en prenant en compte la diffraction.

Theorème de Zernike-Van Cittert. *Si les dimensions linéaires de la source du rayonnement quasi monochromatique ainsi que la distance entre les deux points considérés de l'écran sont petites devant la distance source-écran, le degré complexe de cohérence est égal à la transformée de Fourier spatiale de l'intensité de la source, normalisée à l'intensité totale de la source.*

Le degré complexe de cohérence à $\tau = 0$ est aussi nommé le facteur complexe de cohérence μ, on a donc $\mu_{12} = \gamma_{12}(0)$. Le théorème s'exprime alors :

$$\boxed{\mu_{12}(u,v) = \frac{\mathrm{TF}[I(\alpha,\delta)](u,v)}{\iint_{\text{source}} I(\alpha,\delta)\,\mathrm{d}\,\alpha\,\mathrm{d}\,\delta}} \tag{1.34}$$

où $I(\alpha,\delta)$ est la répartition angulaire d'intensité lumineuse de la source en fonction des coordonnées célestes α (ascension droite) et δ (déclinaison). u et v sont les coordonnées conjuguées par la transformée de Fourier et sont exprimées en terme de coordonnées des bases (en longueurs donc) ou en fréquences spatiales (avec un facteur $1/\lambda$). Une mesure de l'interférogramme pour une base (une paire de télescopes) donnée nous donne une valeur de μ pour un couple (u, v).

μ est mesuré sur un interférogramme : il s'agit de la visibilité des franges V et dont le module est défini par :

$$|\mu_{12}| = |V| = \left|\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}\right| \tag{1.35}$$

Ces résultats sont fondamentaux car ils démontrent que par la mesure de la visibilité des franges d'interférence il est possible de remonter à des informations concernant la distribution de lumière à la surface de l'objet observé (en obtenant un point de sa transformée de Fourier).

La résolution angulaire en interférométrie

Un télescope est constitué d'un miroir primaire, un disque (si l'on omet l'obstruction centrale). On vient de voir qu'un interféromètre peut-être vu comme un masque sur le miroir primaire d'un télescope. Si le télescope monolithique a le pouvoir de résolution décrit à l'équation 1.2 et limité par le diamètre D du miroir primaire, le pouvoir de résolution d'un interféromètre est limité par la base B séparant les deux télescopes (les deux trous du masque) :

$$\frac{\theta}{1\text{ mas}} = 0{,}25\left(\frac{\lambda}{1\text{ nm}}\right)\left(\frac{1\text{ m}}{B}\right) \tag{1.36}$$

Effectuons à nouveau une application numérique en prenant pour référence l'interféromètre du VLT (VLTI) en bande K (2,2 μm) pour une base de 140 m (la plus grande actuellement offerte en 2014), on obtient $\theta = 3{,}9$ mas. Le gain est donc significatif par rapport à un télescope monolithique et l'interférométrie sera donc toujours à l'avant-garde y compris à l'ère des télescopes de 40 m de diamètre que seront les ELT.

Atmosphère et phase

Introduisons maintenant quelques réserves vis-à-vis de ce qui vient d'être exposé sur l'interférométrie. Nous avons vu à l'équation 1.34 que le facteur de cohérence mesuré par l'interféromètre est directement lié à la transformée de Fourier de la source. Or, la mesure du facteur de cohérence est perturbée par l'atmosphère.

Si dans une atmosphère stationnaire la moyenne de la différence de phase induite par les fluctuations d'indice entre deux sous-pupilles est nulle, il n'en est rien de sa variance. Dans le cas d'une turbulence de Kolmogorov, Léna et al. (2008) montrent que l'écart type de l'excursion en phase σ_φ vaut :

$$\sigma_\varphi = 2{,}62 \left[\frac{D_{1,2}}{r_0(\lambda)}\right]^{5/6} \tag{1.37}$$

Où $D_{1,2}$ est la distance entre les deux sous-pupilles et r_0 le paramètre de Fried. Ce bruit de phase induit une perte de cohérence spatiale du signal interférométrique. Le paramètre de Fried étant en plus chromatique, il y a également une perte de cohérence temporelle.

Un autre effet de l'atmosphère que nous avons passé sous silence jusqu'à présent est la non-cohérence de la lumière au sein d'une sous-pupille ($r_0 < d$ avec d le diamètre de la sous-pupille). Dans le cas de l'expérience des trous d'Young, la question ne se pose pas puisque ceux-ci ont une taille très petite devant le paramètre de Fried mais dans le cas de télescopes comme les Télescopes Auxiliaires (AT) du VLTI d'un diamètre de 1,8 m ou les UT de 8,2 m de diamètre, le problème est effectivement présent. Pour les seconds il faut utiliser l'optique adaptative, pour les premiers seul le tip-tilt est corrigé et bientôt l'optique adaptative sera opérationnelle (mais dans un cas comme dans l'autre ça n'est pas suffisant, voir ci-après). Dans le domaine millimétrique et submillimétrique la parade est différente : les observations du réseau de l'IRAM dans les Alpes au Plateau de Bures doivent s'adapter à la saison (observations limitées à $\lambda > 3$ mm en été) et pour ALMA un site à 5000 m d'altitude a été choisi dans les Andes pour s'affranchir autant que faire se peut de l'atmosphère.

Aux radiofréquences l'interférométrie est hétérodyne : les signaux subissent un changement de fréquence (autour d'une fréquence intermédiaire ou IF) et sont transportés électriquement jusqu'à un corrélateur qui se charge de la combinaison des différentes voies de l'interféromètre. Ce procédé de mesure donne accès à l'amplitude de la transformée de Fourier mais aussi à sa phase (une référence de phase, en général un quasar, est également observé pour obtenir une mesure absolue)

En optique la mission est plus délicate car la méthode de détection (mesure d'intensité) détruit l'information de phase. La mesure même de l'amplitude est difficile car la longueur d'onde plus courte impose une précision beaucoup plus importante. De plus, cette mesure est gênée par la baisse de cohérence induite par les variations de phase de l'atmosphère. L'utilisation de fibres monomodes qui filtrent les modes d'ordre supérieur à 0 de la turbulence permet de réduire les variations de phase. La mesure des visibilités est fortement améliorée par ce procédé.

Quel que soit l'interféromètre, le facteur déterminant sera la mesure de la fonction de transfert instrumentale qui doit être effectuée avec une grande rigueur : les vibrations des télescopes, des instruments, le transport de la lumière dans l'air peuvent provoquer des pertes de cohérence qui sont mesurées par des étoiles étalons de petit diamètre ($\theta_\star < \theta_{\rm res}$ où $\theta_{\rm res}$ correspond à la résolution de l'interféromètre définie à l'équation 1.36) observées avant et après chaque observation de la cible scientifique.

La difficulté de l'imagerie interférométrique

Sans information de phase, même avec une amplitude mesurée très précisément, il est extrêmement difficile voire même impossible d'obtenir une image correcte. L'absence de l'information de phase est un handicap critique. Nous allons brièvement ici développer la méthode de la clôture de phase qui compense partiellement ce défaut. Celle-ci consiste à mesurer l'interférogramme d'un réseau composé de trois sous-pupilles non-redondantes que nous appellerons A, B et C (voir. Fig 1.14). Nommons $\varphi_{\rm BA}$, $\varphi_{\rm CB}$ et $\varphi_{\rm AC}$ les phases

mesurées par les 3 bases formées par ces pupilles (AB), (BC) et (CA) hors atmosphère. Considérons la perturbation atmosphérique $\delta\varphi_i$ pour $i = A, B, C$ sur chacune des pupilles. Considérons maintenant la relation de clôture :

$$\begin{aligned}\Sigma\varphi = &\varphi_{\mathrm{BA}} + \delta\varphi_B - \delta\varphi_A \\ &+ \varphi_{\mathrm{CB}} + \delta\varphi_C - \delta\varphi_B \\ &+ \varphi_{\mathrm{AC}} + \delta\varphi_A - \delta\varphi_C\end{aligned} \tag{1.38}$$

$$\Sigma\varphi = \varphi_{\mathrm{BA}} + \varphi_{\mathrm{CB}} + \varphi_{\mathrm{AC}} \tag{1.39}$$

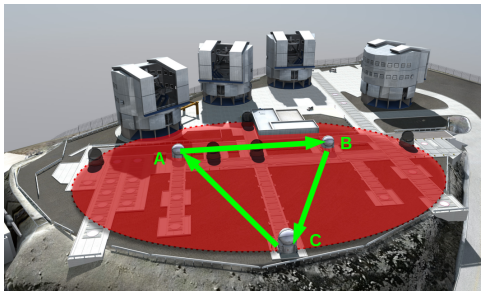

FIGURE 1.14 – Illustration du principe de la clôture de phase avec une vue d'artiste du VLTI

La clôture de phase mesurée sous atmosphère est donc égale à la mesure qui serait effectuée hors atmosphère. Ce résultat est particulièrement important car il permet d'obtenir une information sur la phase de la transformée de Fourier de la source : si l'amplitude nous donne essentiellement des informations sur la taille et la forme de l'objet, la phase nous renseigne sur ses asymétries. Cette clôture de phase est utilisée notamment dans les techniques de reconstruction d'images.

Le principe de la phase différentielle est présenté en détail dans Millour et al. (2006). Comme son nom l'indique, elle représente une différente de phase entre deux canaux spectraux voisins dans le cas d'observations avec une dispersion spectrale. Elle repose sur une modélisation simple du déphasage chromatique dû à la différence de marche atmosphérique achromatique : le piston (polynôme de Zernike Z_0^0, voir Eq. 1.12). Cette grandeur permet principalement de quantifier le déplacement du photocentre de l'objet étudié dans des raies spectrales par rapport au domaine continu.

Différentes méthodes ont été développées pour reconstruire l'information manquante telles que la méthode CLEAN très utilisée en radiofréquences (Högbom 1974) ou l'algorithme MIRA en interférométrie optique (Thiébaut 2008). Ces algorithmes déduisent l'information manquante du plan de Fourier à partir des observations et d'informations supposées *a priori* par l'observateur (symétrie circulaire par exemple).
Une observation interférométrique visant à reconstruire une image est plus riche que les observations simples décrites jusqu'à présent. Pour commencer au lieu d'utiliser deux télescopes, un réseau à N télescopes est utilisé (au minimum 3) ce qui permet d'obtenir $N(N-1)/2$ mesures de visibilités et surtout $(N-1)(N-2)/2$ relations de clôtures (le VLTI peut ainsi recombiner jusqu'à 4 télescopes en optique, l'interféromètre du plateau de Bure de l'IRAM jusqu'à 6 antennes et bientôt 12, ALMA pourra à terme utiliser 66 antennes). Cette mesure de phase uniquement possible avec 3 télescopes au moins est capitale pour pouvoir reconstruire une image.
Nous avons vu précédemment (en particulier avec le théorème de Zernike-Van Cittert à l'équation 1.34) que la mesure de la visibilité d'un interférogramme pour une base donnée nous donne un point du plan de Fourier (ou plan (u,v)). Pour un réseau à N télescopes on a donc $N(N-1)/2$ mesures. Cependant, pourvu que l'objet observé ne soit pas au zénith il est possible d'augmenter relativement facilement l'échantillonnage. En

effet la base de l'interféromètre qui est déterminante n'est pas la base au sol mais la base projetée sur le ciel dans la direction de la cible (qui est également la base interférométrique vue de la source), or en raison de la rotation terrestre celle-ci varie (mouvement apparent de l'astre sur la voûte céleste). Cet effet que l'on nomme *supersynthèse* permet d'obtenir à base au sol constante un point de la transformée de Fourier par paire de télescopes et par position apparente dans le ciel de la cible. Multiplier les observations au cours d'une nuit ou de plusieurs nuits permet ainsi d'améliorer la couverture du plan (u,v) et donc l'échantillonnage de la transformée de Fourier de l'objet étudié.

Quelques instruments interférométriques

Je dresse ici la liste quelques instruments interférométriques mais il s'agit bien sûr d'une liste non exhaustive, le but étant uniquement de donner une idée de l'état de l'art en 2014 tout en gardant à l'esprit que nous sommes à l'aube de profondes innovations en interférométrie : les instruments de seconde génération GRAVITY et MATISSE seront bientôt installés au VLTI à Paranal et vont radicalement bouleverser le paysage.

Pour commencer, je vais m'intéresser au domaine optique (et à vrai dire à l'infrarouge). MIRC (pour *Michigan Infra-Red Combiner*, Monnier et al. 2004, 2010) est un instrument situé à l'Observatoire du Mont Wilson, il utilise le réseau CHARA (*Georgia State University's Center for High Angular Resolution Astronomy*, ten Brummelaar et al. 2005) composé de six télescopes fixes. Son utilisation de fibres monomodes lui permet d'estimer précisément les visibilités. Il recombine la lumière en provenance de six télescopes du réseau dans un plan parallèle à la direction de propagation de la lumière (recombinaison plan pupille). L'interférogramme est alors obtenu en faisant varier le retard sur l'un des bras de l'interféromètre. CHARA dispose des plus grandes bases accessibles actuellement en interféométrie optique : jusqu'à 330 m. En utilisant cette base en bandes H et K, MIRC peut atteindre une résolution angulaire de $\theta_0 = 1{,}25$ mas (en bande K). Grâce aux six télescopes du réseau CHARA, MIRC fournit simultanément 15 visibilités et 20 clôtures de phase : une mesure très riche en peu de temps.

Au Chili, au VLTI opéré par l'ESO (Haguenauer et al. 2010), l'instrument visiteur PIONIER (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment, Le Bouquin et al. 2011) fait interférer la lumière de quatre télescopes de l'Observatoire du Mont Paranal : quatre UT fixes ou quatre AT mobiles. Les AT peuvent actuellement être disposés selon trois configurations différentes (compacte, intermédiaire et étendue). L'interférogramme est aussi obtenu dans le plan pupille par optique intégrée. Avec la plus grande base actuellement offerte de 140 m cet instrument permet d'obtenir une résolution angulaire en bande H ($\lambda = 1{,}65$ μm) de $\theta_0 = 2{,}95$ mas. PIONIER permet l'obtention de six visibilités et trois clôtures de phase indépendantes, décompte qu'il convient de multiplier par trois si l'on prend en compte les trois configurations possibles des AT : on voit aisément que PIONIER est adapté à la reconstruction d'image en interférométrie infrarouge par un échantillonnage du plan (u, v) à différentes fréquences spatiales grâce aux télescopes mobiles du VLTI.

Je tiens également à citer un exemple d'interféromètre en radiofréquences et en 2014 l'exemple incontournable semble être ALMA. Situé sur le plateau de Chajnantor au Chili, cette observatoire est opéré par un consortium regroupant l'Europe, les Etats-Unis et le Japon. A terme il utilisera 66 antennes : 12 antennes de 7 m de diamètre pour le réseau compact et 54 antennes de 12 m de diamètre pour le réseau principal. Pour ne

considérer que le réseau principal, ce sont 1431 visibilités qui seront ainsi mesurées et 1378 clôtures de phase. Les bases pourront aller jusqu'à 16 km et donc fournir une résolution angulaire de 6 mas à 675 GHz. ALMA sera donc très prochainement un puissant interféromètre opérant en millimétrique et submillimétrique qui en très peu de temps permettra de fournir un échantillonnage riche du plan de Fourier des cibles scientifiques. Avec la haute résolution spectrale caractéristique du domaine des radiofréquences, il sera possible d'étudier en détail la dynamique de nombreux objets dont les étoiles évoluées.

1.3 L'apport de cette thèse dans l'étude d'étoiles évoluées à haute résolution angulaire

Ma thèse s'inscrit donc dans le contexte de l'exploration de l'environnement des étoiles évoluées à l'aide de la haute résolution angulaire. Comme nous l'avons vu, la perte de masse des étoiles RSG n'est pas encore comprise dans son ensemble. Étudier ces objets simultanément à différentes longueurs d'onde et à plusieurs échelles permet d'avoir un instantané de la perte de masse de l'étoile. Répétées à plusieurs reprises, ces observations permettraient d'affiner les interprétations des images et des autres données par une meilleure identification des structures observées. Elles donneraient aussi accès à l'information dynamique.

Pour ces raisons j'ai tout d'abord travaillé sur des données interférométriques de RSG (Chap. 2). J'ai analysé des données à moyenne résolution spectrale de Bételgeuse donnant accès aux structures photosphériques dans le domaine continu et aux caractéristiques de l'environnement moléculaire dans les raies d'absorption (Sect. 2.2). J'ai également pu effectuer un suivi des structures à la surface de l'étoile au cours de trois époques avec un même instrument (Sect. 2.3) et j'ai pu explorer les hautes fréquences spatiales, c'est-à-dire les petites structures photosphériques, d'Antarès (Sect. 2.4). A de plus grandes échelles, l'analyse de données HST/STIS en ultraviolet nous donne accès à l'environnement chromosphérique de Bételgeuse, région également observée en infrarouge proche avec l'instrument NACO. L'analyse comparée de ces observations permet une interprétation inédite des structures observées (Chap. 3). Encore plus loin de l'étoile supergéante rouge, les observations millimétriques et submillimétriques permettent d'accéder à la dynamique du gaz et des poussières plus froids grâce à la haute résolution spectrale (Chap. 4). C'est ainsi toutes les échelles spatiales de la perte de masse qui sont explorées. J'aborde également l'étude des étoiles moins massives à travers l'imagerie à haute résolution angulaire d'une étoile AGB (Chap. 5).

Ces différents résultats encouragent à continuer les observations des étoiles évoluées pour assurer un suivi des structures observées dans le but de contraindre les modèles numériques. Ils incitent aussi à effectuer de nouvelles observations avec les instruments de nouvelle génération arrivés récemment sur le ciel ou qui seront bientôt disponibles. Je détaillerai ces perspectives et ces projets au cours de la conclusion de cette thèse (Chap. 6).

2

La surface et l'environnement proche des supergéantes rouges

Sommaire

2.1 Généralités 30

2.2 Bételgeuse en bande K avec l'instrument AMBER au VLTI 31

2.2.1 Données VLTI/AMBER : obtention et réduction 31

2.2.2 Interprétation des données en bande K réduites, étalonnées et débiaisées 40

2.2.3 Les résultats en continuum : diamètre et structures 41

2.2.4 La MOLsphère dans les raies d'absorption de la bande K . . 46

2.2.5 A propos des données VLTI/AMBER en bande H 50

2.2.6 Publications 51

2.3 Bételgeuse en bande H avec VLTI/PIONIER 51

2.3.1 PIONIER : un instrument visiteur au VLTI 51

2.3.2 Les observations VLTI/PIONIER 52

2.3.3 Analyse des observations 58

2.4 Antarès avec VLTI/PIONIER 69

2.4.1 Antarès : la supergéante rouge de l'été boréal 69

2.4.2 Analyse préliminaire des observations 72

2.5 Bilan et perspectives 75

2.1 Généralités

D'après la littérature, la photosphère de Bételgeuse a un diamètre d'une quarantaine de millisecondes d'arc (cette taille est légèrement variable). L'environnement proche auquel je vais également m'intéresser ici s'étend jusqu'à une distance de quelques rayons stellaires. Cette région est à l'interface entre l'étoile et son enveloppe et est probablement le lieu au sein duquel se déclenche la perte de masse. Étant si proche de la photosphère elle est difficile à sonder car la petite taille des structures à résoudre (dizaine de millisecondes d'arc) ne permet leur observation que par l'interférométrie. Comme je l'ai développé au Chap 1, Sect. 1.2.3, cette technique ne fournit pas d'image mais un échantillonnage du plan de Fourier (ou plan (u, v)) de l'objet observé. Un algorithme de reconstruction d'image permet d'en produire une à partir des observations et d'informations données *a priori* lorsque la couverture du plan (u, v) est suffisante.

La photosphère de Bételgeuse a déjà été observée par le passé : Roddier & Roddier (1985) ont ainsi tenté d'effectuer une reconstruction d'image à partir de données interférométriques obtenues au CFHT (*Canada France Hawaï Telescope*). Il s'agit d'un premier résultat intéressant selon lequel le disque de l'étoile aurait présenté un écart à la symétrie sphérique. Plusieurs observateurs ont signalé l'existence d'asymétries voire de point chaud à la surface de l'étoile tels que Tuthill et al. (1997); Young et al. (2000). Ces mesures ont été faites en visible ou proche infrarouge et se basent principalement sur le signal de clôture de phase pour détecter la présence d'asymétries sur le disque. La première image à haute dynamique de la photosphère de Bételgeuse a été réalisée par Haubois et al. (2009) en bande H avec des données interférométriques de IOTA. Deux taches brillantes ont été observées. Le signal interférométrique a été interprété par Chiavassa et al. (2010a) comme la résultante d'un motif de convection à la surface de l'étoile. C'est la confirmation de ce qu'avait prévu Schwarzschild (1975) : la surface des RSG ne comprend qu'un nombre réduit de cellules de convection géantes.

Ces observations sont aussi un argument en faveur des travaux de Josselin & Plez (2007) qui ont proposé que la perte de masse peut être déclenchée par la convection qui ferait léviter la matière à la surface de l'étoile, avec l'action simultanée de la pression de radiation sur la raies moléculaires. L'autre scénario évoqué pour expliquer le mouvement initial de matière vers l'ISM est la dissipation d'ondes d'Alfvén (Airapetian et al. 2010).

Des indices de la convection ont été observés à une plus grande distance de l'étoile par Ohnaka et al. (2009, 2011). Les observations interférométriques à haute résolution spectrale ont permis de constater que l'étoile n'apparaît pas de la même façon dans les ailes bleue et rouge des raies du monoxyde de carbone (CO, voir Fig. 2.1). Dans le continuum seule la photosphère est discernable, au coeur de la raie une couche externe apparaît, dans l'aile rouge une zone plus lumineuse est visible (le modèle était composé d'une photosphère, d'une couche moléculaire comprenant une zone plus lumineuse) et dans la raie bleue c'est l'image complémentaire qui est obtenue. C'est l'effet Doppler-Fizeau : dans l'aile rouge, l'interféromètre est sensible au CO qui s'éloigne de nous et en bleu au matériel qui fait mouvement dans notre direction. On peut donc y voir un prolongement de la convection dans lequel du CO est partiellement expulsé par l'étoile, une partie du matériel moléculaire retombant sur la photosphère.

Ce CO fait partie de la couche moléculaire située autour de l'étoile et désignée sous le nom de MOLsphère (la dénomination a été introduite par Tsuji 2006). La présence

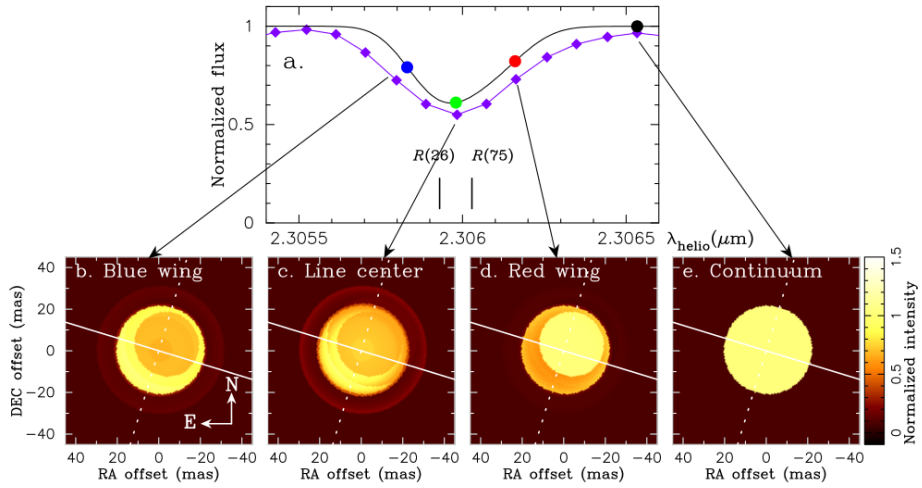

FIGURE 2.1 – Modélisation de Bételgeuse dans une raie de CO par Ohnaka et al. (2011). *a)* La courbe violette avec les diamants pleins représente le spectre observé. La courbe continue noire représente le modèle.Les disques colorés représentent les longueurs d'onde illustrées dans la partie inférieure. *b)–e)* Images du modèle.

d'une couche externe de molécules autour de RSG a été suggérée pour la première fois par Tsuji (1987) pour expliquer des excès d'absorption de CO. Différentes observations spectroscopiques puis interférométriques ont fait référence à ce concept. A l'origine la MOLsphère était effectivement perçue comme une enveloppe moléculaire détachée de l'étoile et assez localisée. Depuis, grâce à des instruments de plus en plus développés (en termes de résolutions spectrale et angulaire) nous savons que l'enveloppe moléculaire de l'étoile, en particulier en CO (molécule permettant de tracer le gaz présent autour de l'étoile), est très étendue. De récentes observations nous montrent effectivement que le monoxyde de carbone est présent jusqu'à plusieurs secondes d'arc de l'étoile (O'Gorman et al. 2012). C'est pour cette raison que Ohnaka et al. (2009, 2011) utilisent un modèle à deux couches qui leur permet d'obtenir deux jeux de paramètres pour la MOLsphère et qui est un premier pas vers une MOLsphère étendue dans la direction radiale.

Le modèle de MOLsphère est cependant utile en interférométrie où le champ limité de l'instrument (420 mas pour l'instrument AMBER) justifie l'utilisation d'un modèle localisé simplifié de couche moléculaire.

2.2 Bételgeuse en bande K avec l'instrument AMBER au VLTI

2.2.1 Données VLTI/AMBER : obtention et réduction

L'instrument AMBER

AMBER est l'acronyme de Astronomical Multi-BEam CombineR et est présenté par Petrov et al. (2007).Il s'agit d'un instrument interférométrique du VLTI pouvant fonctionner à trois télescopes dans les bandes spectrales J, H et K. Il dispose de trois modes de résolution spectrale ($R = \lambda/\Delta\lambda$) : basse ($R \sim 35$), moyenne ($R \sim 1500$) et haute ($R \sim 10\,000$). En plus des visibilités, AMBER est donc capable de fournir des clôtures de phase en recombinant 3 télescopes mais aussi des phases différentielles grâce à cette

caractéristique supplémentaire.

Les observations de Bételgeuse avec VLTI/AMBER

Bételgeuse a été observée par Guy Perrin avec l'instrument VLTI/AMBER lors des nuits du 1er, 2 et 3 janvier 2011 (ID programme : 086.D-0351). Une quatrième nuit a été demandée et obtenue en mode DDT (*Director's Discretionary Time*) le 17 février de la même année pour compléter les données du mois de janvier (ID programme : 286.D-5036). Le but de ces observations était d'obtenir une couverture (u, v) suffisante pour effectuer une reconstruction d'image grâce aux clôtures de phase fournies par AMBER. La convection de l'étoile aurait ainsi pu être observée et il aurait été possible de déterminer si les cellules convectives étaient liées aux plumes observées avec l'instrument VLT/NACO (Kervella et al. 2009) car de nouvelles observations avec cet instrument étaient demandées simultanément.

Cependant seules des données à moyenne résolution spectrale ($R \sim 1500$) ont été obtenues en bandes H et K avec une couverture restreinte du plan (u, v), trop limitée pour reconstruire une image. Toutefois comme nous allons le voir ci-après, ces données sont très riches et permettent une analyse de la couche moléculaire entourant Bételgeuse mais aussi des structures à sa surface.

Observer Bételgeuse avec des instruments modernes est souvent un défi : c'est un des objets les plus brillants du ciel en infrarouge ($K \sim -4$) et elle sature donc très rapidement la plupart des détecteurs dont la mission est en général de détecter les objets les plus faibles possibles. Des diaphragmes ont été insérés dans les faisceaux du VLTI pour diminuer le flux incident de l'étoile.

En interférométrie une autre difficulté intervient : Bételgeuse a un diamètre apparent d'environ 40 mas ce qui signifie que même sur les plus courtes bases offertes au VLTI ($\sim$ 16 m lors des observations AMBER) la visibilité des franges est très faible : l'étoile est soit résolue (dépassement du premier zéro de visibilité) soit presque résolue. Dans tous les cas les visibilités mesurées sont inférieures à 0,15. Observer les franges s'avère donc une tâche difficile plus particulièrement si la turbulence atmosphérique est importante. Pour stabiliser les franges, le suiveur de frange du VLTI, FINITO, a donc été utilisé ce qui a permis des temps d'intégration plus long sur le détecteur mais a entraîné des biais que nous verrons lors de la réduction.

Les données de la nuit du 1er janvier 2011 ont principalement servi à optimiser les réglages de l'instrument pour ces observations délicates et ne seront donc plus évoquées ci-après.

Au cours des nuits du 2 et 3 janvier ainsi que du 17 février, Bételgeuse a été observée en bande H (1,45 − 1,80 μm) et K (2,10 − 2,45 μm) en moyenne résolution spectrale avec les configurations E0-G0-H0, E0-G0-I1 et G0-H0-I1 du VLTI (voir Fig. 2.2). Des étoiles étalons ont également été observées en alternance avec Bételgeuse pour suivre l'évolution de la fonction de transfert de l'instrument.

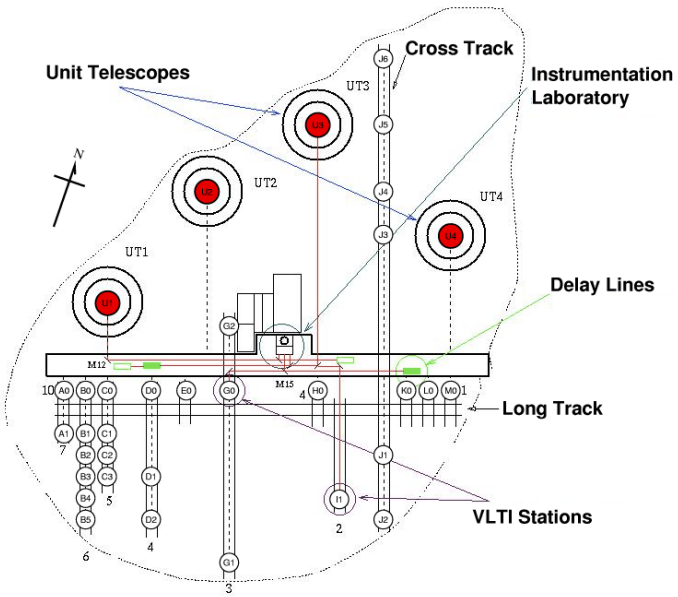

FIGURE 2.2 – Carte des différentes stations du VLTI. (Crédits : ESO)

Réduction des données

`amdlib`[1] est le logiciel de réduction des données AMBER. J'ai utilisé sa version la plus aboutie qui en 2011-2012 était la numéro 3.0.3. La méthode d'estimation des observables utilisée par amdlib est décrite par Tatulli et al. (2007) et Chelli et al. (2009). Je n'entrerai pas dans le détail de son fonctionnement complexe ici mais décrirai uniquement mon travail sur nos données. amdlib est codé en C mais l'utilisateur interagit avec le programme via une interface écrite en Yorick[2]. Yorick présente l'avantage d'être un langage interprété ne nécessitant pas de compilation et permettant une manipulation extrêmement simplifiée des tableaux (entre autres) ce qui en fait un outil puissant et utile en astrophysique pour manipuler des images, des spectres et bien sûr des données spectro-interférométriques.

C'est ici que j'ai rencontré une première difficulté importante : la plupart des commandes de réduction d'amdlib permettent d'ouvrir une fenêtre interactive pour interagir avec le logiciel, en particulier pour choisir les fichiers qui doivent être traités. Cette fonctionnalité permet d'effectuer du traitement par lot et simplifie considérablement la réduction pour l'utilisateur : les fichiers d'étalonnage (P2VM : *pixel to visibility matrix* pour matrice de passage des pixels aux visibilités), les fichiers de corrections cosmétiques (courant d'obscurité, contribution du ciel, ...) sont automatiquement identifiés et associés aux observations. Après divers tests il s'est avéré que le *plugin* `Yoco` directement intégré à amdlib et gérant tout le système d'interface graphique était incompatible avec la configuration de mon ordinateur pour des raisons encore inconnues.

Passer par un serveur en ligne n'aurait pas permis d'avoir l'interface graphique et il n'était pas possible d'emprunter une station de travail puisque la réduction prend plusieurs heures et peut nécessiter d'être accomplie un certain nombre de fois. J'ai donc choisi d'utiliser les fonctions de plus bas niveau (toujours en Yorick) pour manipuler directement les fichiers individuels. Ces programmes ne font pas appel à l'interface

[1]Disponible au JMMC : http://www.jmmc.fr/data_processing_amber.htm
[2]Disponible gratuitement : http://yorick.sourceforge.net/

graphique et étaient donc opérationnels mais n'ayant pas pour but d'être utilisés par l'utilisateur final, ces fonctions n'avaient pas de documentation détaillée ce qui rendait leur utilisation délicate. Il a fallu plusieurs essais infructueux avant d'aboutir à une version dérivée opérationnelle du logiciel de réduction des données en s'affranchissant de l'interface graphique. J'ai alors pu effectuer la première étape du traitement qui consiste à interpréter et ajuster l'interférogramme enregistré par le détecteur pour en déduire les observables interférométriques.

Les données (et les images initiales du détecteur) sont regroupées au sein de fichiers FITS (*Flexible Image Transport System*, Système Flexible de Transport d'Image). Chaque prise de données est regroupée dans un seul fichier contenant plusieurs dizaines d'expositions du détecteur (et donc autant d'interférogrammes). Après la première étape de réduction décrite précédemment, ce sont alors autant de visibilités pour chacune des trois bases observées qui sont stockées dans le fichier.

J'ai ensuite effectué l'étape de sélection des expositions du détecteur. Elle consiste à sélectionner les « meilleures » poses et à les moyenner pour augmenter le rapport signal à bruit (SNR, *signal-to-noise ratio*). Différents critères sont disponibles pour caractériser les expositions individuelles : le SNR des canaux photométriques d'AMBER, la différence de marche ou le SNR du canal interférométrique (des franges). Les expositions sont classées en fonction du critère adopté. L'utilisateur a ensuite le choix entre définir une limite pour le critère (seules les expositions satisfaisant cette limite sont retenues) ou définir le pourcentage d'expositions à conserver suivant le classement établi. Ces poses sélectionnées sont moyennées pour estimer l'observable interférométrique. Avec les précédentes versions d'amdlib, il s'agissait d'une étape particulièrement critique pouvant produire des données de bonne qualité ou alors fortement bruitées ou biaisées. Depuis la version 3, ces problèmes sont moins importants. Le critère retenu est en général le SNR du canal interférométrique. J'ai exploré le critère de sélection en retenant 20 à 80 % des données : les visibilités restent identiques. J'ai donc conservé 80 % des données pour obtenir un meilleur rapport signal à bruit sur les observables finales.

Cependant, un problème demeurait sur ces données : les barres d'erreurs étaient beaucoup trop faibles et ne rendaient pas compte de l'instabilité des franges lors des observations. Suivant les conseils de K. Ohnaka (Ohnaka et al. 2009) j'ai alors utilisé un autre estimateur des barres d'erreur de nos observables. Avant que la moyenne des données ne soit effectuée, chaque fichier FITS a été divisé en cinq pour permettre une estimation séparée des observables et des erreurs. J'ai alors calculé l'écart-type et la moyenne de ces données pour en déduire les observables finales associées à chaque observation. Cette étape permet de relever la valeur des barres d'erreur en prenant en compte les variations de visibilité des franges au cours de l'acquisition.

A ce stade du traitement des données, celles-ci sont totalement réduites. Il ne reste qu'à les étalonner, c'est-à-dire à corriger la table de longueur d'onde et à prendre en compte la fonction de transfert interférométrique de l'instrument

Étalonnage des observables interférométriques

amdlib ne conserve pas le flux des canaux photométriques AMBER en tant qu'observable dans les données, cependant, ayant dû écrire mes propres routines de gestion de la réduction des données, j'ai pu conserver cette information intéressante. En affichant ce spectre en fonction de la longueur d'onde (Fig. 2.3, gauche), on constate immédiatement

que celle-ci est incorrecte. La première raie de tête de bande CO attendue à 2,295 μm est observée à plus de 2,31 μm soit un écart de plus de 20 nm. J'ai donc dû implémenter un code d'étalonnage spectral. Initialement, j'avais déterminé un écart moyen à appliquer sur l'ensemble des jeux de données des 3 nuits utilisables. Malheureusement je me suis rapidement rendu compte que ce premier étalonnage n'était pas satisfaisant : une translation de la table de longueur d'onde ne suffit pas, une loi quadratique est au moins nécessaire pour effectuer cette opération. De plus, cette configuration spectrale n'est pas conservée sur l'instrument d'une nuit sur l'autre, pire : elle varie au cours de la nuit (il suffit en fait de faire une séquence d'acquisition de la P2VM pour déplacer l'image dans la direction spectrale sur le détecteur).

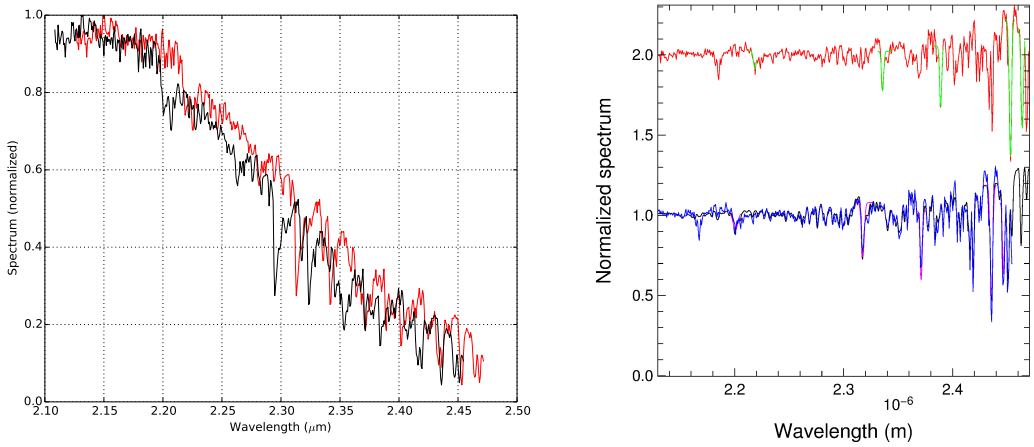

FIGURE 2.3 – *Gauche* : Comparaison entre les données initiales (rouge) et après étalonnage en longueur d'onde (noir). *Droite* : Extrait de la procédure d'étalonnage sur l'étoile étalon HR 1543. La composante continue du spectre est soustraite pour ne conserver que les raies d'absorption. Le spectre à étalonner (rouge) est placé arbitrairement autour de la valeur 2 et le spectre tellurique (noir) ainsi que le spectre étalonné (bleu) sont en autour de la valeur 1. Vert et magenta : ajustement de raies spectrales.

J'ai donc développé plus rigoureusement cette procédure de calibration. Plutôt que d'utiliser un spectre observé et déjà étalonné de Bételgeuse (en provenance de l'IRTF[3]) en tant que référence, j'ai utilisé un spectre tellurique (NSO/Kitt Peak FTS produit par NSF/NOAO[4]). Pour étalonner au mieux l'ensemble du domaine spectral, j'ai choisi cinq raies profondes et isolées sur l'ensemble de ce domaine. Pour faciliter l'idenfication j'ai également utilisé autant que faire se peut l'étalon interférométrique HR 1543 de type spectral F6V, présentant moins de raies d'absorption que les autres étalons utilisés (de type M) et je lui ai retiré sa composante continue en divisant le spectre observé par une moyenne glissante. Pour définir au mieux le centre des raies, je les ai ajustées par des gaussiennes ce qui permettait de faire un recentrage à l'échelle sub-pixellaire. Connaissant alors la position exacte des raies telluriques dans le spectre à étalonner et le spectre de référence, il suffisait d'ajuster la loi quadratique retenue (Eq. 2.1) par un algorithme utilisant la méthode des moindres carrés :

$$\lambda_{\text{calib}} = a\lambda_{\text{RAW}}^2 + b\lambda_{\text{RAW}} + c \tag{2.1}$$

[3] http://irtfweb.ifa.hawaii.edu/~spex/IRTF_Spectral_Library/
[4] http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/

Cette opération devant être effectuée deux à trois fois pour chaque nuit, pour les trois nuits dont les données étaient utilisables, à raison de cinq raies spectrales par itération, j'ai choisi d'aller plus loin et de développer un algorithme semi-automatique : il suffit de lui indiquer le spectre de référence tellurique, le spectre à étalonner. Ce programme ouvre alors une interface graphique. Il suffit d'indiquer de manière interactive le commencement et la fin des cinq raies retenues pour qu'il affiche dans un premier temps l'ajustement gaussien de chaque raie (pour contrôler sa qualité) et effectue automatiquement l'étalonnage et en affiche le résultat (encore une fois pour contrôler). C'est le résultat de ce processus qui est représenté sur la Fig. 2.3 partie droite.

Après cet étalonnage en longueur d'onde, il a fallu exécuter la dernière étape du traitement des données : l'étalonnage interférométrique qui consiste à prendre en compte la réponse instrumentale. En effet, l'instrument n'étant pas parfait, et en raison de l'atmosphère, des pertes de cohérence ont lieu et affectent le signal mesuré. Pour cela, au cours de la séquence d'observation, des étalons interférométriques (que j'ai aussi utilisé pour l'étalonnage spectral) sont observés en alternance avec la cible scientifique ce qui donne les fameux *brackets*[5] d'observation : ETALON-SCIENCE-ETALON. Ces étalons sont des étoiles choisies car ayant une taille angulaire bien connue et inférieure au pouvoir de résolution de l'interféromètre (Eq. 1.36).

Considérons une étoile étalon modélisable par un disque uniforme et de diamètre angulaire $\theta_\star$. L'intensité lumineuse de ce modèle est donnée par :

$$I(\alpha,\delta) = I_0 \Pi\left(\frac{\sqrt{\alpha^2+\delta^2}}{\theta_\star/2}\right) \tag{2.2}$$

où α et δ sont les coordonnées célestes d'ascension droite et de déclinaison par rapport au centre du disque stellaire, $\Pi(x)$ la fonction porte qui vaut 1 pour $x < 1$ et 0 ailleurs et I_0 l'intensité lumineuse de l'étoile.

D'après le théorème de Zernike-Van Cittert (Eq. 1.34), le facteur complexe de cohérence est donc égal à la transformée de Fourier de cette distribution dont l'expression est bien connue :

$$\mu(u,v) = \frac{2J_1(X)}{X} \tag{2.3}$$

Avec $X = \pi\theta_\star\sqrt{u^2+v^2}$, u et v les coordonnées conjuguées de α et δ par la transformée de Fourier et J_1 la fonction de Bessel de première espèce de degré 1. L'allure de son module et de sa phase sont représentées en Fig. 2.4.

Les pertes de cohérence vont diminuer les valeurs du facteur de cohérence (des visibilités donc) mesurées ou donner des erreurs de phases (pour l'étoile étalon non-résolue, la clôture de phase et la phase différentielle doivent être nulles). Cependant, comme nous connaissons le diamètre angulaire des étoiles étalons, il est possible d'étalonner les visibilités à l'aide des relations :

$$V^{\text{étalonnée}}_{\text{science}} = V^{\text{mesurée}}_{\text{science}} \times \frac{V^{\text{théorique}}_{\text{étalon}}}{V^{\text{mesurée}}_{\text{étalon}}} \tag{2.4}$$

$$D\varphi^{\text{étalonnée}}_{\text{science}} = D\varphi^{\text{mesurée}}_{\text{science}} - D\varphi^{\text{mesurée}}_{\text{étalon}} \tag{2.5}$$

$$C\varphi^{\text{étalonnée}}_{\text{science}} = C\varphi^{\text{mesurée}}_{\text{science}} - C\varphi^{\text{mesurée}}_{\text{étalon}} \tag{2.6}$$

[5] Aucune traduction ne m'a semblé appropriée

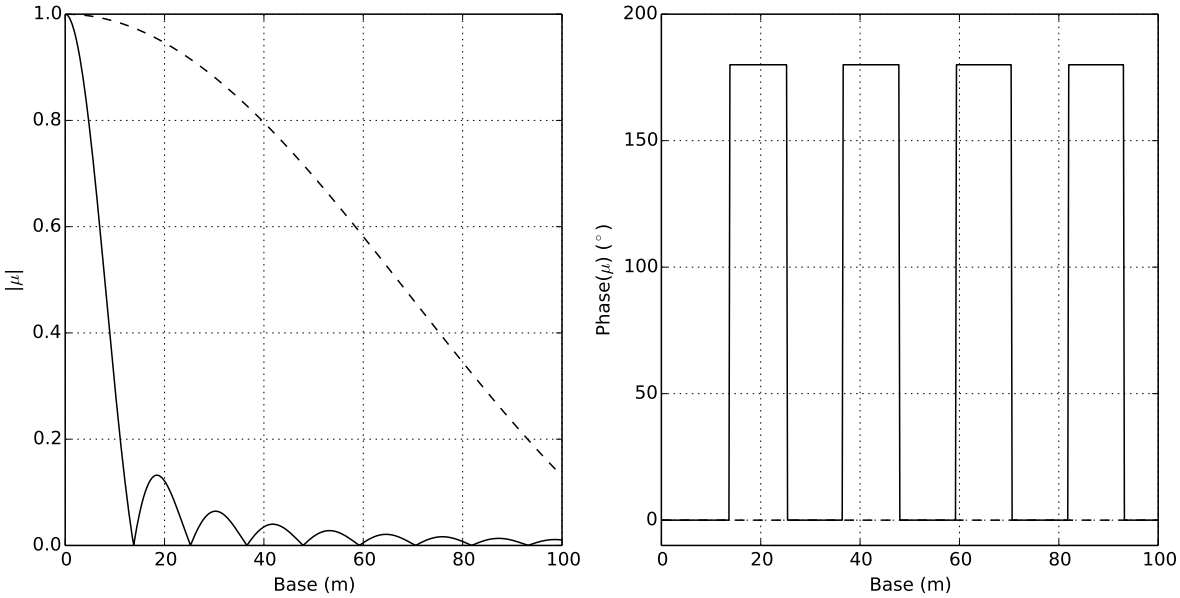

FIGURE 2.4 – Modèle du disque uniforme pour des étoiles de diamètre angulaire 5 mas (pointillés) et 42 mas (trait continu). La longueur d'onde d'observation est de 2,3 μm. *Gauche* : Amplitude du facteur de cohérence. *Droite* : Phase du facteur de cohérence.

Avec V la visibilité, $D\varphi$ la phase différentielle et $C\varphi$ la clôture de phase.

Pour améliorer l'estimation de la fonction de transfert, celle-ci est interpolée tout au cours de la nuit entre les mesures faites sur les différents étalons.

Suite au problème logiciel que j'ai déjà décrit plus haut (Sect. 2.2.1), j'ai choisi ici de développer mon propre code d'étalonnage. De plus, la modification introduite dans les fichiers FITS pour qu'ils conservent l'information des canaux photométriques ne les rendait plus conformes au format standard de amdlib. Les opérations à faire sont relativement simples, il faut identifier les données de la cible scientifique (Bételgeuse) et des étoiles étalons, associer à chaque étoile son diamètre (Table 2.1), calculer la fonction de transfert et l'interpoler à l'instant d'observation de Bételgeuse. J'ai choisi une interpolation linéaire.

Identifiant HR	Type Spectral	Diamètre UD (mas)	
		Bande H	Bande K
HR 1543	F6V	2,160	2,166
HR 2275	M1III	3,653	3,682
HR 2469	M0III	2,499	2,519
HR 2508	M1Iab	5,050	4,370
HR 3950	M2III	4,574	4,610

TABLE 2.1 – Étalons interférométriques (les diamètres angulaires sont extraits de Lafrasse et al. 2010)

Pour visualiser la fonction de transfert, le canal standard d'amdlib offre deux possibilités : regarder son évolution au cours du temps en moyennant dans le domaine des longueurs d'onde ou effectuer une analyse spectrale en moyennant temporellement. Pour bénéficier des avantages de ces deux possibilités, ma « routine » d'étalonnage permet de voir simultanément cette fonction de transfert en fonction du temps et de la longueur

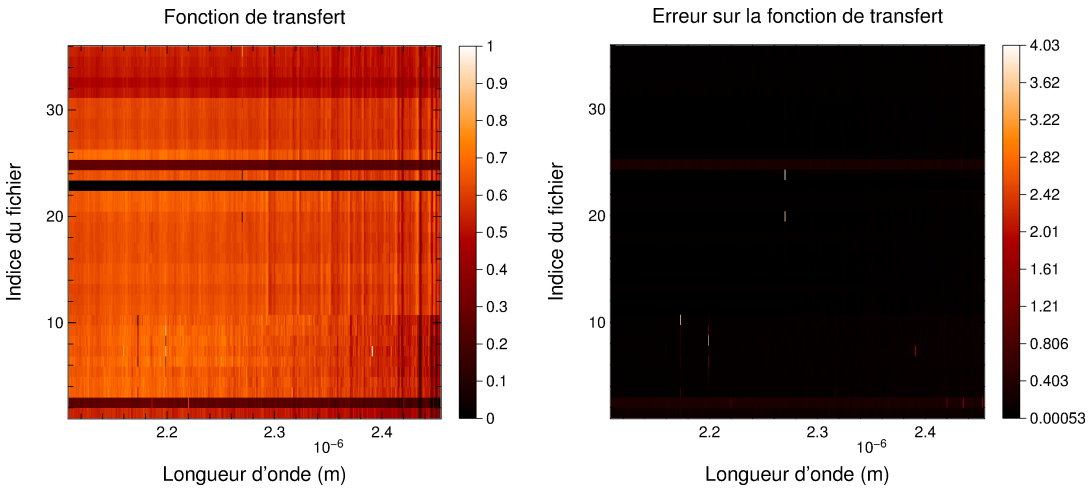

FIGURE 2.5 – Fonction de transfert de la nuit du 3 janvier 2011 pour la bande K pour la base G0-I1. L'axe des abscisses représente la longueur d'onde en mètres et l'axe des ordonnées est l'indice du fichier ceux-ci étant classés temporellement, la couleur code le rapport $V^{\text{théorique}}_{\text{étalon}}/V^{\text{mesurée}}_{\text{étalon}}$ et son erreur.

d'onde (Fig. 2.5).

C'est également à cette étape que j'ai étalonné en flux les spectres que j'avais conservés dans mes données. Pour cela j'ai utilisé à nouveau l'étalon HR-1543 dont le type spectral est F6V et qui présente donc le moins de raies spectrales. En utilisant un spectre disponible sur la base de données de l'IRTF dont j'avais dégradé la résolution j'ai pu faire un étalonnage relatif et enlever la contribution spectrale de l'atmosphère via la relation :

$$F^{\text{étaloné}}_{\text{science}} = F^{\text{mesuré}}_{\text{science}} \times \frac{F^{\text{référence}}_{\text{étalon}}}{F^{\text{mesuré}}_{\text{étalon}}} \tag{2.7}$$

Il ne s'agit que d'un étalonnage relatif car le flux des canaux photométriques de l'interféromètre est instable en raison du piston. Comme il était impossible d'obtenir un étalonnage en flux absolu, après m'être affranchi de la contribution atmosphérique, j'ai donc arbitrairement divisé l'ensemble du flux par sa valeur maximale.

Une fois cet étalonnage effectué, les données sont en théorie utilisables pour une analyse scientifique.

Des biais lors de la réduction

Une inspection des données a rapidement révélé deux biais sévères qu'il a fallu diagnostiquer et éliminer ou prendre en considération.

Le premier, qui est le plus facilement visible est présent au cœur des têtes de bande des raies d'absorption du monoxyde de carbone (CO) de la bande K. Au coeur de ces raies d'absorption (sur un intervalle de 1 à 4 nm), amdlib estime des visibilités *au carré* (abrégé en visibilités carrées ci-après) à -10^{11} (Fig. 2.6) ce qui est bien entendu incohérent. Lors de mon séjour à Bonn en mai 2011, nous avons pu résoudre ce problème avec K. Ohnaka en menant une réduction comparée amdlib 2.2 et 3.0.3 ainsi qu'en explorant

en détail les fonctions de réduction. Comme nous le verrons plus loin (Sect. 2.2.4) l'étoile apparaît plus grande à ces longueurs d'onde en raison de la couche moléculaire qui l'entoure. La visibilité des franges s'en trouve donc fortement diminuée. amdlib rencontre d'importantes difficultés pour interpréter l'interférogramme dans ces canaux spectraux. Nous avons pu constater que la version 3.0.3 du logiciel marque les mauvaises données lorsque le χ^2 de l'ajustement de l'interférogramme est supérieur à une certaine valeur seuil. Pour se faire, il met la valeur des visibilités à -10^{11}. La valeur seuil du χ^2 par défaut est médiane$(\chi^2)_{\text{dataset}} + 3\sigma(\chi^2)_{\text{dataset}}$ où σ représente l'écart-type. amdlib 2.2 n'opère pas une telle discrimination et ne détecte pas de telles données potentiellement biaisées. Comme il s'agissait d'un comportement « standard » du logiciel, nous avons décidé de laisser ce réglage à sa valeur par défaut et donc de ne pas utiliser les visibilités au cœur des têtes de bande d'absorption de CO.

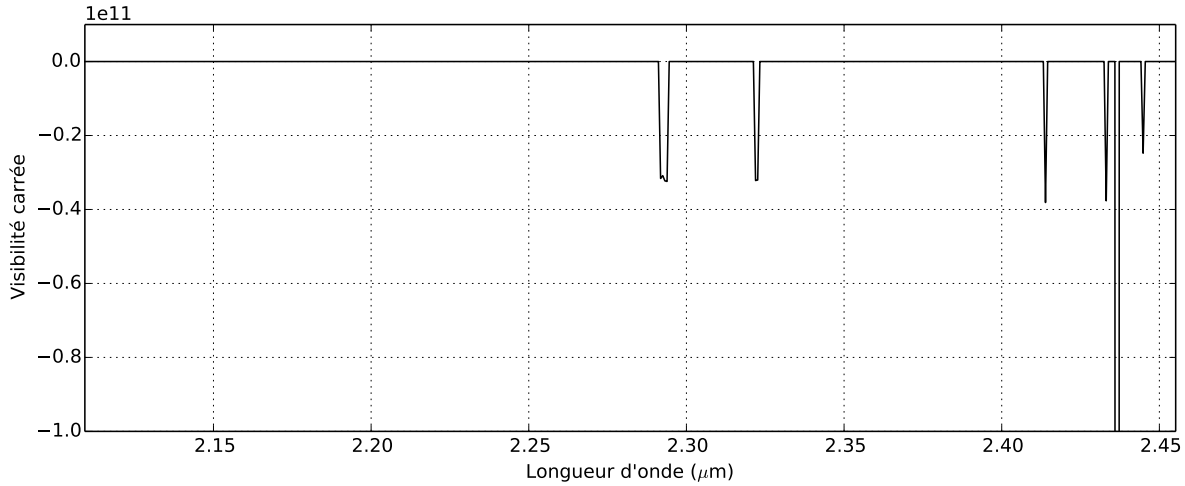

FIGURE 2.6 – Exemple de visibilités carrées représentées en fonction de la longueur d'onde. Pour certains canaux spectraux, des valeurs de l'ordre de -10^{11} sont obtenues et doivent être ignorées.

Le second biais est apparu en affichant les visibilités dans le domaine spectral continu ($\lambda \in [2{,}1; 2{,}245\ \mu\text{m}]$). Au sein du deuxième lobe de la fonction de visibilité, différentes « branches » étaient visibles pour une même direction du plan (u, v) pour une gamme de fréquences spatiales (Fig. 2.7, gauche). Encore une fois, ce comportement traduit une perte de cohérence puisque la visibilité est systématiquement inférieure à celle qui serait attendue dans le cas d'un disque assombri ou uniforme habituel. Notre suspicion a donc porté sur un mauvais suivi des franges avec FINITO. Malheureusement, c'est au cours de l'année 2011, quelques mois après nos observations, qu'il a été décidé de fournir en plus des données VLTI/AMBER les données temps réel du suiveur de franges.

Pour correctement diagnostiquer le phénomène j'ai donc cherché une trace de l'état de FINITO dans l'en-tête du fichier FITS contenant les données brutes AMBER (les images du détecteur). Effectivement, une série de mots clés était présente au sein de cet en-tête. L'un d'eux quantifie la fraction de temps au sein d'une exposition durant laquelle FINITO a effectivement suivi les franges. J'ai donc sélectionné les données grâce à ce critère en ne conservant que celles dont le taux de suivi était supérieur à 0,75 (Fig. 2.7, droite). Cette sélection a immédiatement éliminé les visibilités précédemment incriminées et indiquées en rouge sur la Fig. 2.7 (gauche).

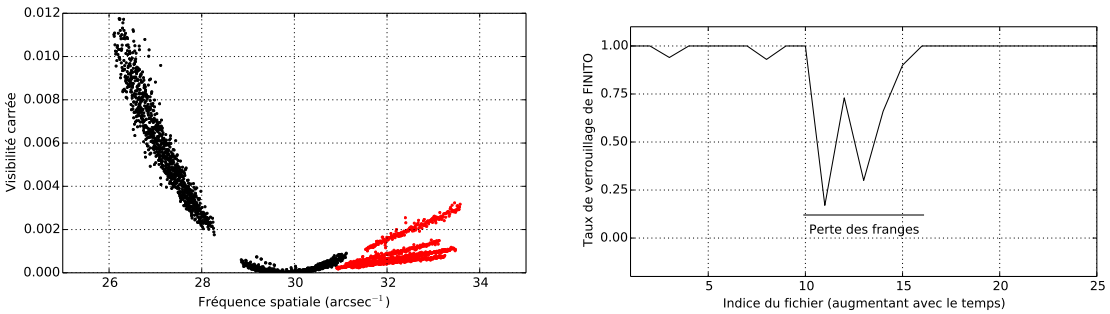

FIGURE 2.7 – Perte de verrouillage des franges par le suiveur FINITO. *Gauche :* Visibilités carrées de Bételgeuse mesurées par VLTI/AMBER autour du premier zéro de la fonction de visibilité. Les points noirs représentent les données non-biaisées et les rouges les données biaisées. *Droite :* Taux de verrouillage du suiveur de frange FINITO au cours d'une exposition. Les pertes de franges correspondent aux données représentées en rouge sur la figure de gauche.

Il faut remarquer que ces biais ne sont apparus que sur les données Bételgeuse, probablement car la grande taille angulaire de l'étoile induit des visibilités très faibles. Les étoiles étalons n'ont pas été affectées. A moins d'observer d'autres structures aussi étendues, il serait surprenant d'observer de tels biais sur d'autres jeux de données de l'instrument AMBER.

Après toutes ces étapes de réduction, étalonnage et dé-biaisage, je disposais finalement de données que l'on peut qualifier de « produits finaux », c'est-à-dire utilisables pour une analyse.

2.2.2 Interprétation des données en bande K réduites, étalonnées et débiaisées

Dans un premier temps nous allons nous intéresser aux données en bande K.

La première analyse à faire sur ces données interférométriques consiste à essayer de déterminer le diamètre de l'étoile par un disque uniforme. Pour cela je n'ai dans un premier temps considéré que les premier et deuxième lobes de la fonction de visibilité. L'analyse prend tout son sens lorsqu'on affiche le diamètre ajusté de l'étoile en fonction de la longueur d'onde. Ce travail est illustré sur la Fig. 2.8. On constate que dans le domaine continu ($\lambda < 2{,}245$ μm) le diamètre du meilleur disque uniforme est une fonction légèrement croissante de la longueur d'onde autour de 41 mas.

Au delà de 2,245 μm, le diamètre en disque uniforme augmente de façon significative avec la longueur d'onde et présente des pics aux longueurs d'onde correspondant aux raies de tête de bande du CO.

Nous allons donc étudier séparément ces deux domaines spectraux : le continuum ($\lambda < 2{,}245$ μm) qui correspond à la photosphère de l'étoile et les bandes d'absorption de CO et de H_2O pour $\lambda > 2{,}245$ μm qui semblent être associées à une zone plus étendue (la MOLsphere, Tsuji 2000).

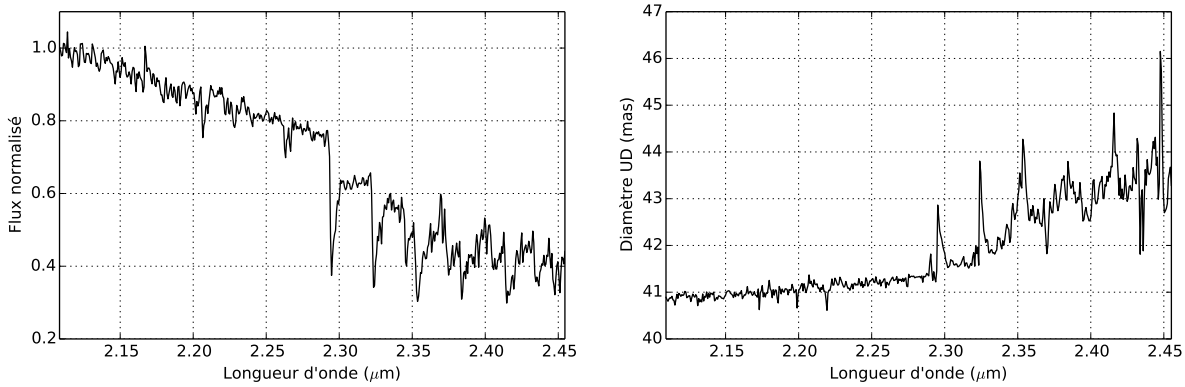

FIGURE 2.8 – Photométrie et diamètre mesurés sur Bételgeuse par VLTI/AMBER en fonction de la longueur d'onde en bande K.

2.2.3 Les résultats en continuum : diamètre et structures

Diamètre angulaire

Le continu est le domaine spectral utilisé pour déterminer le diamètre de l'étoile. Dans nos données à moyenne résolution en bande K j'ai utilisé le domaine [2,1; 2,245 μm]. Je me suis limité aux fréquences spatiales inférieures à 55 arcsec^{-1} dans un premier temps pour ne pas être biaisé par les structures présentes sur la photosphère. J'ai utilisé deux modèles analytiques : un modèle de disque uniforme (UD) décrit à l'Eq. 2.2. Un modèle plus réaliste employé communément est le disque avec assombrissement centre-bord (ACB) qui rend compte de la différence de profondeur optique observée entre le centre du disque de l'étoile et son limbe. J'ai utilisé un modèle ACB en loi de puissance décrit par Hestroffer (1997) qui en plus du diamètre stellaire $\theta_\star$ est aussi décrit par l'exposant α de la loi $I = I_0(\cos\theta)^\alpha$ (I_0 est l'intensité au centre disque et θ l'angle entre la direction considérée et le centre du disque à la surface de l'étoile). Le résultat de l'ajustement est présenté dans la Table 2.2. Le χ^2 indiqué dans cette table correspond au χ^2 réduit, comme ce sera le cas dans la suite de cette thèse (sauf indication contraire).

Modèle	$\theta_\star$ (mas)	α	χ^2
Fréquences spatiales $<$ 55 arcsec^{-1}			
UD	$41{,}01 \pm 0{,}41$	-	5,27
ACB	$42{,}28 \pm 0{,}43$	$0{,}155 \pm 0{,}009$	4,89
Toutes fréquences spatiales			
UD	$40{,}9 \pm 0{,}52$	-	110
ACB	$41{,}8 \pm 0{,}57$	$0{,}10 \pm 0{,}02$	55

Les erreurs ont été estimées en considérant que l'incertitude dominante du problème était l'étalonnage en longueur d'onde avec une erreur de 1 nm.

TABLE 2.2 – Valeurs obtenues pour l'ajustement des données continues par des modèles analytiques de disque stellaire.

Les visibilités issues de ces modèles sont représentées avec les mesures de AMBER sur la Fig. 2.9. Il est intéressant de remarquer que si ces modèles reproduisent bien le premier et le second lobe de visibilité, ce n'est pas le cas pour les lobes situés à

des fréquences spatiales au-delà de 55 arcsec^{-1}. Même si l'on considère un ajustement des données en considérant toutes les fréquences spatiales (Table 2.2), on ne constate pas une variation significative des diamètres puisque ceux-ci restent au sein de leurs barres d'erreur (exception faite de l'exposant de la loi ACB dont l'influence se fait principalement ressentir sur le second lobe de visibilité). Cet écart aux modèles UD/ACB est même visible pour la direction principale d'échantillonage du plan (u, v) à environ 71° d'azimut (direction rouge sur la Fig. 2.9) : il ne s'agit donc pas d'une différence de taille angulaire selon la direction considérée.

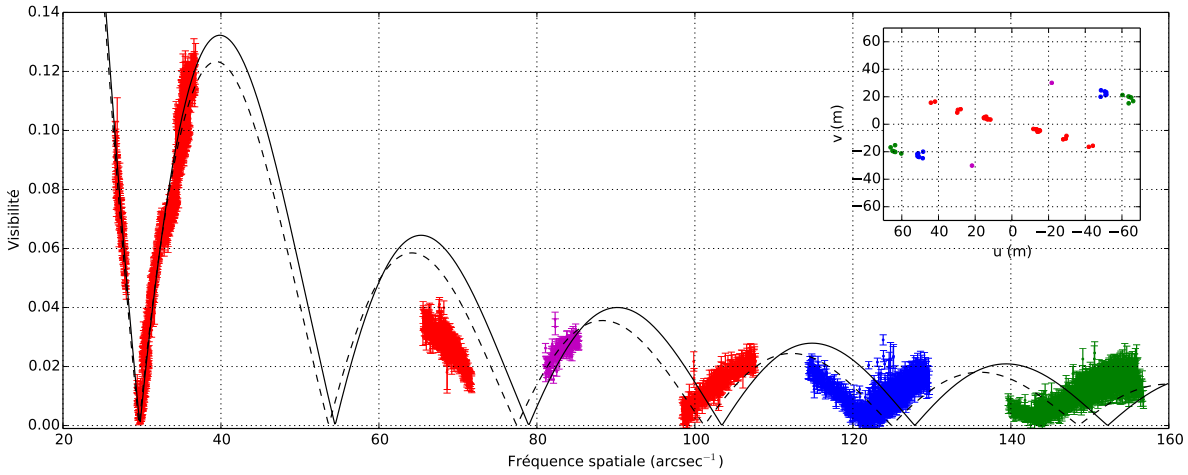

FIGURE 2.9 – Ajustement des données continuum VLTI/AMBER par des modèles analytiques simples. *Insert* : Couverture du plan (u, v) avec un codage couleur de l'azimut projeté. Le Nord est en haut et l'Est à gauche. *Graphique principal* : Les points représentent les visibilités mesurées par AMBER avec le même codage couleur que le plan (u, v), le meilleur ajustement avec un disque UD est représenté par un trait continu et le meilleur ajustement ACB par un trait pointillés.

La seule explication envisageable pour une RSG isolée comme Bételgeuse est la présence de structures de plus petite taille à la surface de l'étoile.

La signature de la convection

Haubois et al. (2009) ont reconstruit une image en bande H de Bételgeuse à partir de données interférométriques IOTA. Cette image révèle deux points chauds sur la photosphère. Chiavassa et al. (2010a) ont pu interpréter ces observations comme la signature d'un motif convectif à la surface de l'étoile grâce à des simulations hydrodynamiques radiatives (RHD) de la surface des étoiles RSG.

C'est également ce procédé que j'ai choisi pour analyser nos données au-delà du second lobe de visibilité (fréquences spatiales supérieures à 60 arcsec^{-1}). J'ai pour cela eu recours a une simulation RHD obtenue avec le code CO^{5}BOLD (COnservative COde for the COmputation of COmpressible COnvection in a BOx of L Dimensions, L=2,3, Freytag et al. 2012). L'étoile est simulée en mode *star-in-a-box* (étoile dans une boîte) en résolvant les équations couplées de l'hydrodynamique pour un fluide compressible et du transfert radiatif non-local. Plus de détails sont disponibles dans Chiavassa et al. (2011a). Ce travail a été effectué en collaboration avec Andrea Chiavassa suite à un séjour de 2 semaines au laboratoire LAGRANGE à l'Observatoire de la Côte d'Azur au

début du mois de novembre 2013.

Il nous a fallu déterminer les caractéristiques physiques de Bételgeuse à notre époque d'observation. Connaissant la distance nous séparant d'elle (197 ± 45 pc, Harper et al. 2008), il est possible de déterminer le rayon et la luminosité de l'étoile à partir de son diamètre angulaire (à partir du disque avec ACB, plus réaliste) et de sa température effective (3690 K, Ohnaka et al. 2011). J'ai obtenu : $R_\star = 897 \pm 211\ R_\odot$ et $L_\star = 1{,}27 \pm 0{,}60 \times 10^5\ L_\odot$.

Nous avons alors utilisé la simulation st35gm03n13 présentée par Chiavassa et al. (2011a). Ses caractéristiques sont comparées à celles de Bételgeuse en Table 2.3. La taille de la grille était de 235^3 points avec une résolution de 8,6 $R_\odot$. La photosphère de ce modèle était légèrement plus froide que la température effective de Bételgeuse.

Paramètre	Betelgeuse	Simulation
M ($M_\odot$)	11,6 (Neilson et al. 2011)	12,0
L ($L_\odot$)	$1{,}27 \times 10^5$ (ce travail)	$8{,}95 \times 10^4$
R ($R_\odot$)	897 (ce travail)	846
$T_{\rm eff}$ (K)	3640 (Levesque et al. 2005)	3430
$\log(g)$	$-0{,}300$ (Harper et al. 2008)	$-0{,}354$

TABLE 2.3 – Caractéristiques physiques de Bételgeuse comparées aux paramètres de la simulation RHD.

La simulation RHD consiste à définir les conditions initiales d'un système (masse du potentiel gravitationnel, grille numérique, luminosité dans le noyau, abondances pour le calcul des opacités et équation d'état) et à le laisser évoluer temporellement selon la physique qui y est intégrée (équations hydrodynamiques d'un fluide compressible couplées à la radiation) jusqu'à ce qu'un régime convectif s'installe (Fig. 2.10 haut et Chiavassa et al. 2011a). Les cartes d'intensités sont calculées avec le code de transfert radiatif OPTIM3D (Chiavassa et al. 2009). Une fois le régime de convection installé, la simulation continue à évoluer et des clichés sont pris à différents (et nombreux) intervalles de temps. Chaque cliché devient alors une réalisation du motif de convection à la surface de l'étoile. Comme on ne connait pas l'orientation du modèle relativement à l'étoile sur le plan du ciel, il faut prendre ce paramètre en compte. Pour cela, chaque cliché est tourné sur lui-même par pas de 10° (Fig. 2.10, bas).

Ce procédé permet d'aboutir à une grille de clichés temporels et dont les cartes d'intensité ont toutes subi différentes rotations. Il faut alors obtenir les observables interférométriques de ces cartes correspondant à nos données continuum VLTI/AMBER. La méthode est détaillée dans Chiavassa et al. (2009) et réutilisée dans Chiavassa et al. (2010a,b, 2011a). L'objet principal de mon séjour à Nice fut de rendre compatible le résultat des simulations RHD avec les données VLTI/AMBER, VLTI/PIONIER et les éventuelles observations CHARA/MIRC.

Une fois cela fait, pour chaque cliché et chaque orientation j'ai alors calculé le χ^2 vis-à-vis des visibilités observées. Ceci m'a permis de déterminer la carte d'intensité correspondant le mieux à nos données, pour laquelle le χ^2 réduit était de 7,47. Ce meilleur modèle est illustré sur la Fig. 2.11. Ici le χ^2 réduit correspond au χ^2 divisé par le nombre de points de mesure car je n'ajuste pas un modèle aux données mais je compare une statistique de simulations aux données.

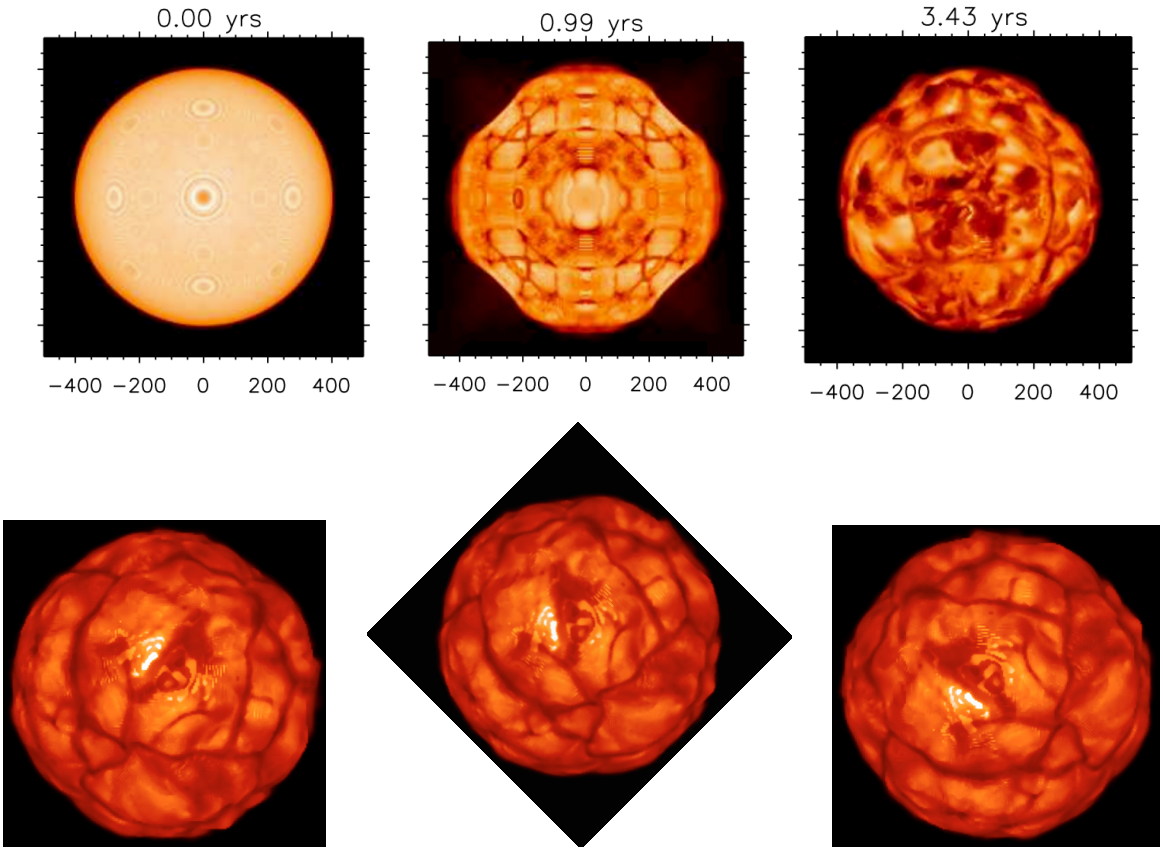

FIGURE 2.10 – *Haut :* Evolution des simulations RHD. La première image représente l'état initial, la deuxième image le régime transitoire et la troisième le régime convectif (Chiavassa et al. 2011a). *Bas :* Illustration de la rotation d'un cliché en raison de l'orientation inconnue de l'étoile sur le ciel.

Le χ^2 est beaucoup plus faible que pour l'ajustement UD/ACB : ceci nous indique clairement que le signal interférométrique est bien mieux reproduit par la simulation convective. La Fig. 2.11 nous permet de constater que les visibilités sont assez bien reproduites jusqu'aux sixième et septième lobes ce qui correspond à l'échantillonnage de structures dont la taille caractéristique est inférieure à 10 mas (fréquence spatiale supérieure à 140 arcsec^{-1}), soit la moitié du rayon stellaire. L'allure générale de la convection de Bételgeuse est donc bien reproduite.

Il convient de pondérer ce résultat par la faible couverture (u, v) de nos données (Fig. 2.9) qui ne donne qu'un aperçu très partiel de la transformée de Fourier de l'objet. De plus, si les visibilités sont bien reproduites (et surtout bien mieux qu'avec nos modèles analytiques), ce n'est pas le cas des clôtures de phase pour lesquelles seule l'allure générale est reproduite mais pas leur valeur (Fig. 2.12). Alors que les visibilités dépendent principalement de la taille et du contraste des structures à la surface de l'étoile, les clôtures de phase sont aussi affectées par leur position. Ce résultat signifie donc que le meilleur cliché et sa meilleure orientation décrivent bien la distribution lumineuse ainsi que la taille des structures à la surface de l'étoile mais que leur position n'est pas reproduite avec exactitude.

Nos données sont donc compatibles avec un motif convectif décrit par ces simulations RHD. Obtenir un résultat se rapprochant encore plus des données nécessiterait d'augmenter considérablement la statistique de clichés et d'angle de rotation de notre grille

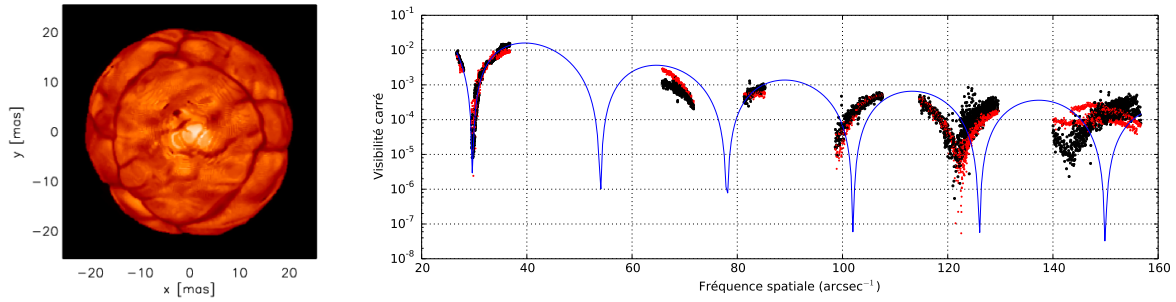

FIGURE 2.11 – *Gauche :* Carte d'intensité de la meilleure réalisation du motif de convection (cliché et orientation) à 2,2 μm (échelle linéaire dans l'intervalle [0 ; 130000] erg.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}. *Droite :* Comparaison entre le meilleur ajustement et les données AMBER dans le continuum. Les visibilités AMBER sont en noir, les visibilités de la simulation RHD en rouge. Le meilleur ajustement du modèle ACB est également représenté par la ligne continue bleue.

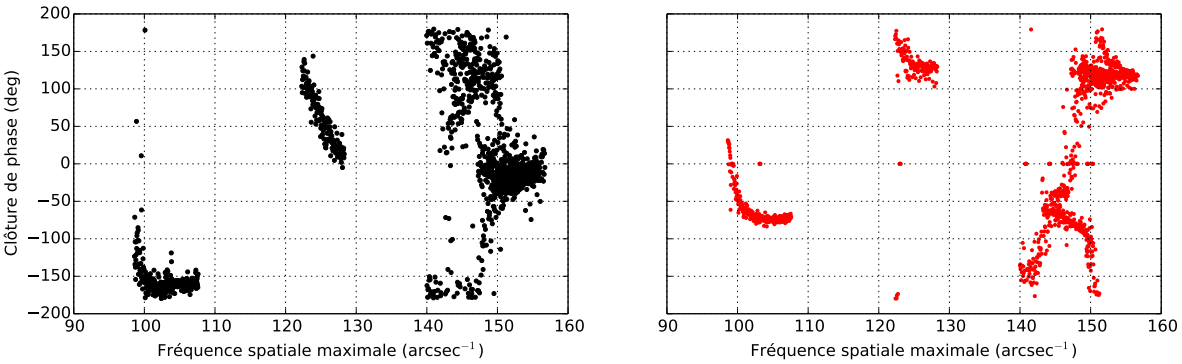

FIGURE 2.12 – Comparaison des clôtures de phase observée sur Bételgeuse par VLTI/AMBER dans le continuum (gauche) avec les clôtures de phase de la simulation RHD ajustée par les visibilités (droite).

mais ne présenterait qu'un intérêt limité étant donné la faible couverture du plan (u, v) des observations.

De plus la simulation utilisée ne correspond pas exactement aux caractéristiques de Bételgeuse (masse, température effective, luminosité par exemple) et n'inclut pas d'autre paramètres physiques tels que le champ magnétique mesuré sur cette étoile (Aurière et al. 2010) ou sa rotation (Uitenbroek et al. 1998) qui doivent affecter son motif convectif.

2.2.4 La MOLsphère dans les raies d'absorption de la bande K

Caractéristiques physiques de la MOLsphère

Comme nous l'avons vu sur la Fig. 2.8, l'étoile apparaît plus grande dans les bandes d'absorption de CO et H_2O : cela signifie que ces molécules sont présentes dans une enveloppe éloignée de la photosphère qui produit le continuum. Pour analyser ces observations, j'ai repris le modèle introduit par Perrin et al. (2004b) pour rendre compte des observations de l'étoile Mira. J'ai légèrement amélioré le modèle en utilisant partiellement celui qui avait été utilisé par Ohnaka et al. (2009, 2011). La profondeur optique n'est plus un paramètre du problème mais est calculée à partir des densités colonnes de CO et H_2O qui sont les nouveaux paramètres du système. Cependant contrairement au modèle développé par K. Ohnaka dans ses deux articles, je n'ai utilisé qu'une seule couche moléculaire car un modèle à deux couches introduirait quatre paramètres supplémentaires comme nous le verrons ce qui serait particulièrement délicat à gérer sans introduire de biais. Je discuterai ce choix après avoir présenté la méthode utilisée et les résultats de cette analyse.

Le modèle développé par Perrin et al. (2004b) comprend une étoile centrale modélisée par un corps noir. Pour ma part, j'ai remplacé cette SED par une atmosphère de la grille ATLAS 9[6] (Castelli & Kurucz 2003; Kurucz 2005) avec une étoile ayant pour caractéristiques $T_{\rm eff} = 3700$ K, $\log g = -0{,}5$ et une métallicité solaire. La grille comporte une SED stellaire avec des raies d'absorption et une autre avec uniquement un continuum. Comme je cherche ici à modéliser l'enveloppe moléculaire de l'étoile (donc les raies d'absorption), j'ai utilisé la SED présentant uniquement le continuum photosphérique. Le diamètre considéré pour cette étoile est le diamètre UD $\theta_\star = 41{,}01 \pm 0{,}41$ (Sect. 2.2.3).

Cette étoile est entourée d'une couche moléculaire fine à l'équilibre thermodynamique local décrite par sa taille angulaire $\theta_{\rm MOL}$ et sa température effective $T_{\rm MOL}$. Sa profondeur optique τ est déduite de la liste des raies d'absorption de CO (Goorvitch 1994) et de H_2O (Partridge & Schwenke 1997) à partir des densités colonnes de ces deux molécules ($N_{\rm CO}$ et $N_{\rm H_2O}$). Ce modèle est illustré sur la Fig. 2.13. Son expression analytique à la longueur d'onde λ et pour l'angle β entre la direction du centre de l'étoile et la ligne de visée au niveau de la MOLsphère est donnée par :

$$\begin{aligned} I_{N_{\rm CO},\,N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) &= I_{\rm Kurucz}(\lambda)\ \exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},\,N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right) \\ &+B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1-\exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},\,N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right] \end{aligned} \tag{2.8}$$

si $\sin(\beta) \leq \frac{\theta_\star}{\theta_{\rm MOL}}$ et sinon :

[6] Accessible en ligne sur http://kurucz.harvard.edu

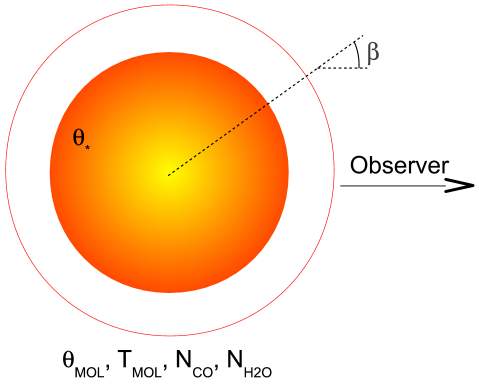

FIGURE 2.13 – Illustration du modèle de MOLsphère à couche fine. β représente l'angle entre la ligne de visée au niveau de la MOLsphère et la direction du centre de l'étoile.

$$I_{N_{\rm CO},\,N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) = B(\lambda, T_{\rm MOL}) \left[1 - \exp\left(\frac{-2\tau(N_{\rm CO}, N_{\rm H_2O}; \lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right] \tag{2.9}$$

où $B(\lambda, T)$ est la fonction de Planck. La visibilité interférométrique se déduit par une transformée de Hankel :

$$V_\lambda(x) = \frac{\int_0^1 I(\lambda,r) J_0(rx) r dr}{\int_0^1 I(\lambda,r) r dr} \tag{2.10}$$

Avec $x = \pi B_p \theta_\star / \lambda$, $r = \sin(\beta)$, B_p la base projetée et J_0 la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 0. L'absence de visibilités dans le cœur de bandes d'absorption de CO (Sect. 2.2.1) nous prive d'une information importante. Pour compenser ce manque, j'ai mis la photométrie relative issue de l'instrument VLTI/AMBER (Sect. 2.2.1) dans le jeu de données en plus des visibilités ce qui m'a permis d'avoir une information (certes minimale) dans les bandes d'absorption.

Pour ajuster le modèle aux données, utiliser un simple algorithme de réduction de χ^2 du type Levenberg-Marquardt n'est pas judicieux : le modèle comporte en effet 4 paramètres ($\theta_{\rm MOL}$, $\rm T_{MOL}$, $\rm N_{CO}$ et $\rm N_{H_2O}$) non-indépendants. Il faut élaborer une stratégie pour déterminer le minimum de χ^2 défini par :

$$\chi^2(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL}) = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{Y_i - M(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL}, N_{\rm CO}, N_{\rm H_2O};\, S_i)}{\sigma_i}\right)^2 \tag{2.11}$$

Avec Y_i les données VLTI/AMBER (spectre et visibilités), M la valeur correspondante du modèle, $S_i = B_p/\lambda$ la fréquence spatiale et σ_i l'erreur sur les données.

Je suis parti du constat que nous avons deux types de variables : d'une part les caractéristiques structurelles de la MOLsphère (sa taille et sa température) et d'autre part sa composition (les deux densités colonnes). Ces densités n'ont pas un poids identique : le CO est caractérisé par des raies en tête de bande très piquées alors que pour H_2O il s'agit plutôt d'une large bande d'absorption. Contraindre la densité colonne de CO sera donc plus aisé. Pour ces raisons, j'ai choisi d'effectuer un ajustement semi-manuel.

J'ai défini une grille ($\theta_{\rm MOL}$, $\rm T_{MOL}$). Sur chaque cellule de la grille j'ai utilisé un algorithme de minimisation de χ^2 pour ajuster le modèle avec comme unique paramètre la densité colonne de CO avec $\rm N_{H_2O} = 0\ cm^{-2}$. La valeur initiale de $\rm N_{CO}$ est fixée à

5×10^{22} cm^{-2} (Ohnaka et al. 2011) sur l'ensemble de la grille. Sur chaque cellule de la grille j'ai obtenu pour chaque couple ($\theta_{\rm MOL}$, $T_{\rm MOL}$) une valeur optimale de $N_{\rm CO}$ et de χ^2. En considérant l'ensemble cette grille, on peut déterminer alors un triplet ($\theta_{\rm MOL}$, $T_{\rm MOL}$, $N_{\rm CO}$) et un χ^2 minimum.

Lors de la seconde étape, j'ai utilisé la même grille ($\theta_{\rm MOL}$, $T_{\rm MOL}$) sur laquelle j'ai cette fois optimisé N_{H_2O} en fixant $N_{\rm CO}$ à la valeur optimale trouvée précédemment. J'ai alors un quadruplet ($\theta_{\rm MOL}$, $T_{\rm MOL}$, $N_{\rm CO}$, N_{H_2O}).

J'ai alors réitéré ce processus en ajustant la densité colonne de CO, N_{H_2O} étant alors fixée à la valeur optimale de l'étape précédente ce qui donne une nouvelle valeur optimale de $N_{\rm CO}$, ... J'ai considéré que l'algorithme avait convergé lorsque les paramètres restaient au sein de leurs barres d'erreurs entre deux itérations. Les paramètres optimisés sont donnés en Table 2.4. La barre d'erreur $\sigma_{\rm N}$ était définie pour la valeur optimale $N_{\rm opt}$ de la densité colonne N par :

$$\chi^2(N_{\rm opt} \pm \sigma_{\rm N}) = 2\chi^2(N_{\rm opt}) \tag{2.12}$$

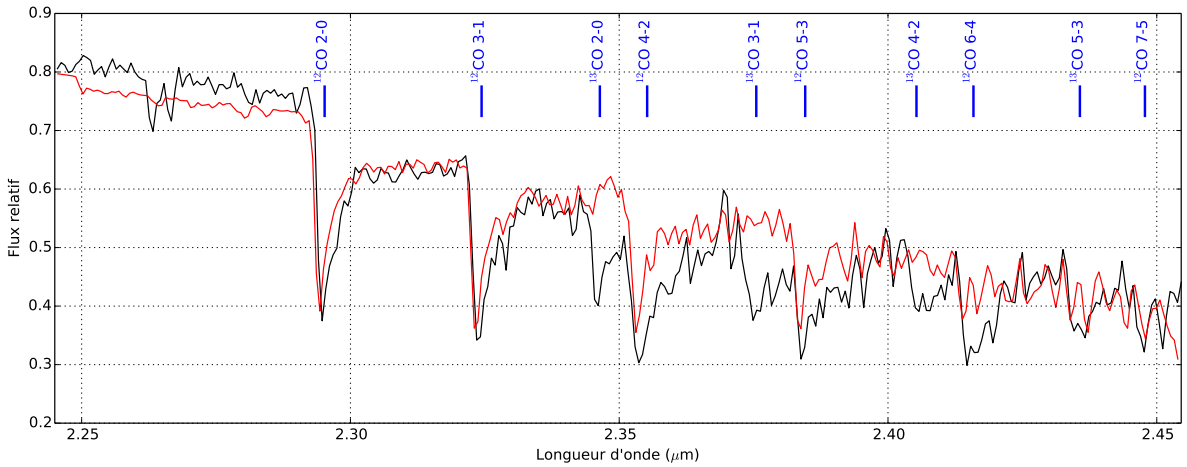

FIGURE 2.14 – Comparaison du spectre issu de l'instrument VLTI/AMBER (noir) et du modèle de MOLsphère à une couche fine (rouge). Les têtes de bande d'absorption de CO sont identifiées.

Paramètre	Valeur
$\theta_\star$	41,01 mas (fixé)
$T_{\rm MOL}$	2300 ± 120 K
$\theta_{\rm MOL}$	$51{,}38 \pm 1{,}71$ mas
$N_{\rm CO}$	$3{,}01^{+2,0}_{-0,5} \times 10^{21}$ cm^{-2}
N_{H_2O}	$3{,}28^{+1,7}_{-0,5} \times 10^{20}$ cm^{-2}
$\chi^2_{\rm red}$	~ 6

TABLE 2.4 – Meilleur ajustement des paramètres du modèle de MOLsphère à couche mince.

L'utilisation de ce processus complexe d'ajustement du modèle a l'avantage d'assurer un résultat peu biaisé. En particulier, même s'il est fait appel à un résultat précédent comme valeur initiale de $N_{\rm CO}$, cela n'a pas de conséquence sur le résultat en raison de la

bonne résolution des raies de tête de bande, d'autant plus que la taille et la température de la couche moléculaire sont laissées libres.

La Fig. 2.14 compare le spectre du modèle et celui des observations. La liste des raies observées est donnée en Table 2.5. Les raies de ^{13}CO n'étaient pas incluses dans la liste de transitions que nous avons utilisée bien qu'elles aient été dans la liste complète de Goorvitch (1994). Pour des questions de temps de calcul et pour ne pas introduire un nouveau paramètre dans ce système déjà difficile à contraindre avec ces données nous n'avons pas cherché à les considérer.

Transition	Longueur d'onde dans le vide (μm)	
	^{12}CO	^{13}CO
2-0	2,2935	2,3448
3-1	2,3227	2,3739
4-2	2,3535	2,4037
5-3	2,3829	2,4341
6-4	2,4142	-
7-5	2,446	-

TABLE 2.5 – Liste des têtes de bande de CO observées dans la photométrie AMBER (d'après la liste du NOT : http://www.not.iac.es/instruments/notcam/ReferenceInfo/)

On constate que de 2,28 à 2,34 μm, les raies d'absorption du ^{12}CO sont effectivement bien reproduites mais que ça n'est pas le cas des raies présentes aux plus grandes longueurs d'onde. Pour que la profondeur des raies spectrales corresponde aux observations, d'après les tests effectués sur le modèle, il faut considérer une température de MOLsphère plus grande. J'ai donc essayé d'analyser les données avec un modèle à deux couches en fixant la couche externe aux paramètres que nous avions déjà calculés et en ajustant les paramètres de la couche interne. Le processus d'ajustement décrit précédemment converge alors vers une couche située au niveau de la photosphère de l'étoile voire à une taille angulaire encore inférieure. De plus, un tel ajustement fait passer le χ^2 d'une valeur de 6 pour le modèle à une couche à une valeur d'environ 21 ce qui signifie que si le spectre est mieux reproduit, il n'en est rien des visibilités. Utiliser la méthode de Ohnaka et al. (2011) consistant à fixer une partie des paramètres grâce à de précédentes observations de Bételgeuse ne m'a pas paru pertinent car une des conclusions du travail de K. Ohnaka était l'observation d'une évolution de la MOLsphère sur une échelle de temps de l'ordre de l'année. Pré-contraindre le modèle avec des résultats plus ancien aurait donc forcément biaisé notre résultat. Souhaitant conserver une conclusion pertinente avec les données à notre disposition, j'ai conservé ce modèle de MOLsphère à une couche fine au LTE pour décrire l'environnement moléculaire de Bételgeuse.

Il faut bien entendu garder à l'esprit qu'un tel modèle n'est qu'une façon simplifiée de décrire un environnement stellaire complexe. En réalité nous ne sommes pas en présence d'une couche moléculaire infiniment fine mais bien d'un environnement étendu jusqu'à plusieurs secondes d'arc de Bételgeuse O'Gorman et al. (2012). Le champ de vue d'AMBER est cependant limité à 420 mas mais là aussi nous pourrions considérer une couche étendue. La moyenne résolution spectrale ne nous permettrait pas de contraindre efficacement un tel modèle. Arroyo-Torres et al. (2013) ont de plus montré que les modèles stellaires actuels (PHOENIX) ne rendent pas compte des observations interférométriques en CO des RSG.

Les travaux de Lambert et al. (2013) suggèrent enfin qu'une partie de l'excès d'absorption des RSG dans les bandes de CO pourrait être dû à des écarts au LTE. Modéliser de façon crédible les observations interférométriques dans les raies d'absorption des RSG devrait donc nécessiter des modèles prenant en compte des effets et des structures ainsi que des dynamiques non-encore considérées aujourd'hui. La précision des instruments actuels nous permet en effet de résoudre des structures proche de l'étoile mais aussi des raies élargies par effet Doppler.

Position du photocentre

Sur la Figure 2.15 sont représentées les phases différentielles mesurées par AMBER qui reflètent l'écart du photocentre entre les raies moléculaires et le continuum. La richesse du signal est remarquable. Cependant, si l'on considère le travail de Ohnaka et al. (2009, 2011), on constate qu'il est très difficile d'interpréter ce signal à moyenne résolution spectrale car la plupart des canaux spectraux des bandes d'absorption sont contaminés par les longueurs d'onde adjacentes et qui peuvent présenter un signal très différent (cœur de raie, aile rouge ou bleue). Plutôt que d'analyser ces données à l'aide d'un modèle simple qui induirait nécessairement un résultat erroné au vu du travail de K. Ohnaka, j'ai préféré ne pas les modéliser.

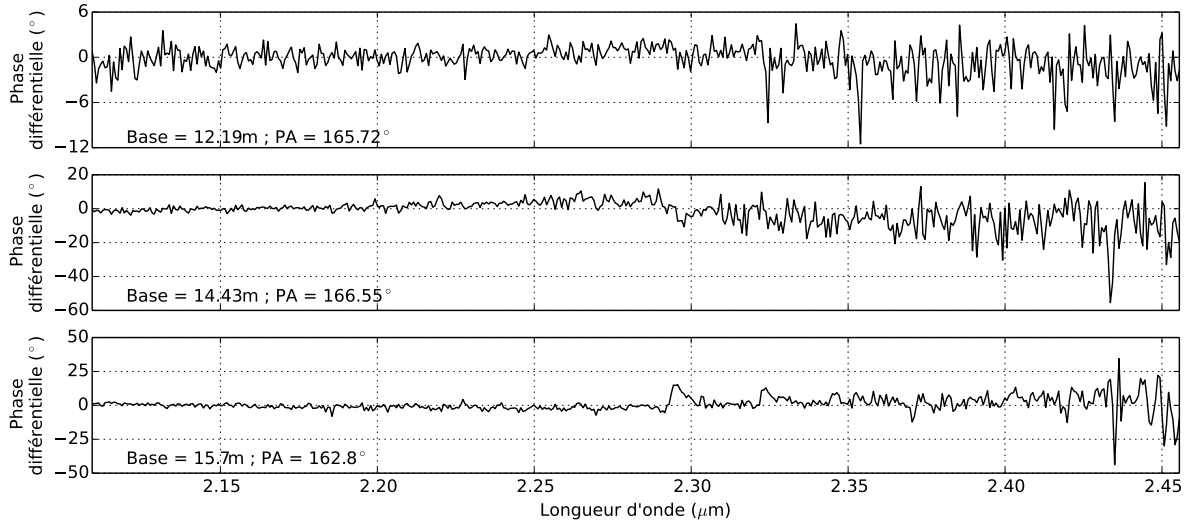

FIGURE 2.15 – Phases différentielles observées avec AMBER. Pour éviter des oscillations de phase, j'ai choisi des longueurs de base éloignées des nœuds de la fonction de visibilité.

2.2.5 A propos des données VLTI/AMBER en bande H

Comme la répartition spectrale d'énergie en bande H l'illustre (Fig. 2.16), ce domaine spectral n'a pas un continuum nettement défini contrairement à la partie de la bande K observée en Sect. 2.2.3. Déterminer le diamètre de la photosphère ou mener une étude de ses structures est donc exclu.

J'ai donc essayé de directement ajuster notre modèle de MOLsphère à une couche décrit en Sect. 2.2.4. Cependant, même avec les paramètres obtenus par l'ajustement de la bande K, le spectre reproduisait mal les observations.

Nous avons donc choisi de ne pas inclure ces données dans notre modélisation.

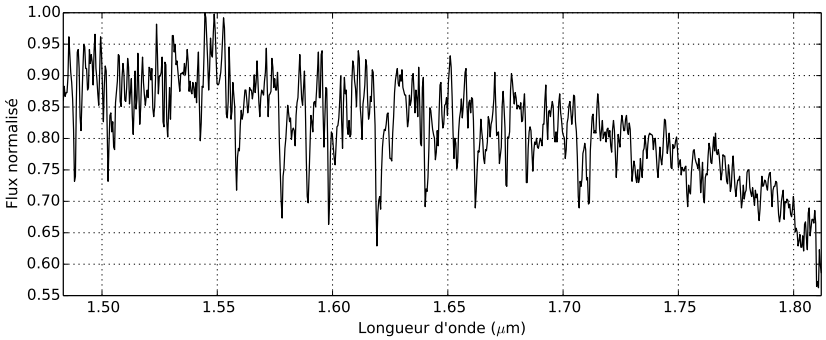

FIGURE 2.16 – Flux de Bételgeuse en bande H, normalisé par sa valeur maximale (source : IRTF)

2.2.6 Publications

Le travail décrit au cours de cette section sur les données VLTI/AMBER a fait l'objet d'une publication acceptée dans la revue *Astronomy & Astrophysics* le 12 août 2014 (Montargès et al. 2014), cet article est reproduit en Annexe A. Ces résultats ont également été présentés au cours de diverses conférences dont les actes sont reproduits en Annexe C.

2.3 Bételgeuse en bande H avec VLTI/PIONIER

2.3.1 PIONIER : un instrument visiteur au VLTI

PIONIER est l'acronyme de *Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment*, c'est un instrument recombinant la lumière de 4 télescopes du VLTI à l'Observatoire de Cerro Paranal opéré par l'ESO. L'instrument est décrit par Le Bouquin et al. (2011). Contrairement aux autres instruments de l'observatoire, ce n'est pas un instrument ESO mais un instrument visiteur, conçu et réalisé par l'équipe CRISTAL[7] de l'IPAG. En particulier, toutes les observations étaient initialement effectuées par des membres de l'équipe ou des collègues ayant été formés au préalable. Les observations n'étaient donc pas assurées par le personnel de l'ESO. C'est pour cette raison que je suis allé effectuer les observations avec la configuration compacte des AT du VLTI le 9 février 2013 au Chili. Depuis, pour limiter les déplacements, l'ESO a mis en place le mode visiteur délégué que j'ai utilisé pour les observations de janvier 2014 et pour celles de mai 2014 sur Antarès (Sect. 2.4). L'observateur suit alors les observations à distance par Internet, elles sont exécutées par le personnel de l'observatoire.

Avant l'arrivée des instruments de deuxième génération du VLTI, PIONIER est le seul instrument utilisant simultanément 4 télescopes. Il offre ainsi en une acquisition 6 visibilités et 3 clôtures de phase indépendantes. Il fonctionne essentiellement en bande H mais peut aussi être utilisé en bande K. La résolution spectrale est basse contrairement à AMBER : la dispersion de la bande H s'effectue sur 7 pixels au maximum ($R \sim 40$). La conception de l'instrument est innovante puisqu'elle repose sur un composant d'optique intégré pour recombiner les faisceaux lumineux (Benisty et al. 2009).

[7] http://ipag.osug.fr/recherche/equipes/recherche-instrumentale/article/activites-de-l-equipe-cristal

2.3.2 Les observations VLTI/PIONIER

Les données de l'hiver 2011-2012

Bételgeuse a pour la première fois été observée par VLTI/PIONIER lors de la nuit du 30 au 31 janvier 2012 au cours du programme 288.D-5035(A) (PI : P. Kervella). Les données ont été acquises sur la configuration compacte du VLTI A1-B2-C1-D0 (voir Fig. 2.2).

En raison du flux important de Bételgeuse en bande H ($H \sim -3{,}7$), des diaphragmes avaient été utilisés pour diminuer le flux incident. L'étoile étalon retenue avait été Sirius (α CMa) dont le diamètre apparent est estimé à 6.039 ± 0.019 mas (Kervella et al. 2003).

Les données ont été réduites par l'équipe PIONIER à l'aide du logiciel de réduction `pndrs`. La procédure est beaucoup plus simple que celle qui a été décrite en Sect. 2.2.1 pour l'instrument AMBER et permet d'obtenir directement les produits étalonnés interférométriquement et en longueur d'onde, c'est-à-dire des données scientifiquement utilisables. Les visibilités issues de ces observations sont présentées en Fig. 2.17 ainsi que le plan (u, v) avec un code couleur pour la direction azimutale considérée. On constate que la fréquence spatiale du premier zéro de la fonction de visibilité n'est pas la même selon la direction azimutale considérée.

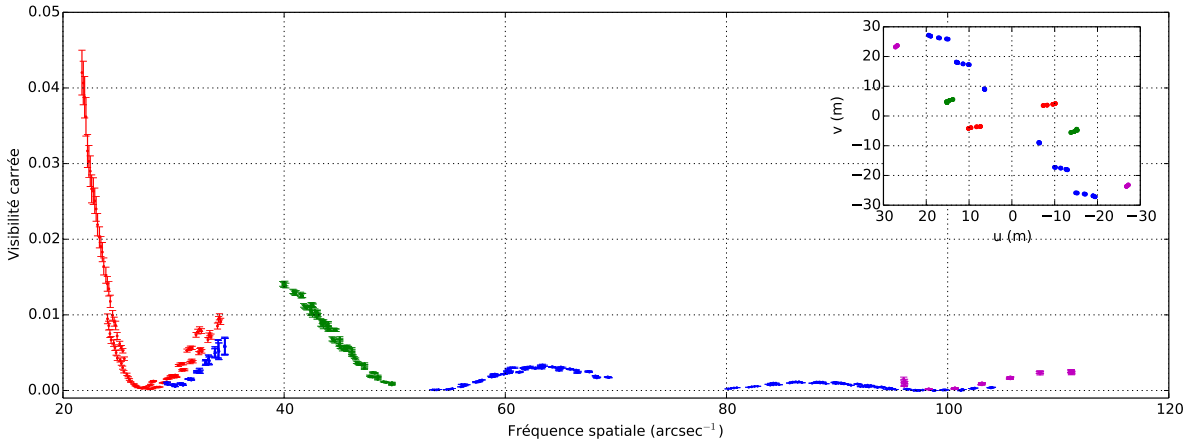

FIGURE 2.17 – Visibilités carrées acquises en 2012. *Insert :* Plan (u, v), avec un codage de la direction azimutale en couleur. Rouge : PA $\sim 116°$, bleu : $\sim 26°$, vert : $\sim 71°$ et violet : $\sim 44°$ (Le Nord est à 0° en haut et l'Est à 90° à gauche). *Graphique principal :* Visibilités carrées avec un codage de la direction azimutale par des couleurs correspondant au plan (u, v).

Une autre façon de concevoir le problème est que le diamètre de l'étoile n'est pas le même selon la direction azimutale considérée. Le résultat de l'ajustement des deux directions échantillonnant le premier lobe de la fonction de visibilité par un modèle de disque ACB est donné en Table 2.6. Le modèle utilisé est un ACB par loi de puissance décrit par Hestroffer (1997) et déjà utilisé sur les données AMBER en Sect. 2.2.3. Les erreurs de ces ajustements ont été estimées en résolvant l'équation :

$$\chi^2(\text{paramètres}) = 2\chi^2_{\text{min}}. \tag{2.13}$$

Cette méthode sera utilisée tout au long de cette analyse des observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse exceptée lorsqu'une indication contraire sera donnée. On constate qu'un ajustement simultané des deux directions échantillonnées pour lesquelles les données sont dans les premier et deuxième lobes donne un χ^2 très mauvais (118), en considérant

les deux directions séparément la différence de diamètre apparent est de 10 mas. On constate aussi qu'étrangement l'ajustement avec toutes les directions donne un diamètre supérieur à l'ajustement de chacune des directions prises séparément. A 197 ± 45 pc (Harper et al. 2008) la différence de diamètre apparent selon la direction azimutale signifierait une différence de rayon stellaire de 200 $R_\odot$ environ. Soit un peu moins de 25% du diamètre de Bételgeuse. De plus le χ^2 reste élevé alors qu'il était inférieur à 10 en 2011 pour les données AMBER en bande K.

Paramètre	Valeur
PA non discriminé	
θ_{ACB} (mas)	$60{,}64 \pm 1{,}76$
α	$2{,}30 \pm 0{,}60$
χ^2	118
PA $\sim 26°$	
θ_{ACB} (mas)	$42{,}86 \pm 1{,}50$
α	$0{,}33 \pm 0{,}17$
χ^2	172
PA $\sim 116°$	
θ_{ACB} (mas)	$52{,}54 \pm 1{,}20$
α	$1{,}09 \pm 0{,}10$
χ^2	36,2

TABLE 2.6 – Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de janvier 2012. Seules les fréquences spatiales < 38 arcsec^{-1} sont considérées

Pour ces raisons, nous avons soupçonné un problème d'étalonnage des longueurs de base ou même de longueur d'onde. Différentes recherches ont été faites par l'équipe PIONIER et P. Kervella auxquelles j'ai contribué par une séparation des données finales en plusieurs fichiers OI-FITS avec une discrimination selon la base considérée. Toutes sont restées infructueuses et nous avons donc décidé d'attendre l'époque d'observation suivante (hiver 2012-2013) pour essayer de nouveaux réglages de l'instrument.

Les données de l'hiver 2012-2013

Pour la période 90 (hiver 2012-2013), nous avons obtenu du temps sur les trois configurations disponibles du VLTI (Fig. 2.18, ID Prog. : 090.D-0548, PI : P. Kervella). Nous nous sommes aperçus par la suite qu'il était impossible d'observer Bételgeuse sur la configuration intermédiaire (D0-H0-G1-I1) en raison de la trop faible longueur des lignes à retard du VLTI. Nous avons donc dû nous restreindre aux configurations compactes (A1-B2-C1-D0) et étendues (A1-G1-K0-J3).

Pour les observations sur le quadruplet compact prévues le 9 février 2013, je me suis rendu sur place au Chili. Nous avons décidé de revoir la configuration de PIONIER pour supprimer les biais ayant pu affecter les observations de janvier 2012. Pour commencer nous avons utilisé une densité neutre dans l'instrument pour réduire le flux incident au lieu de diaphragmes qui peuvent affecter la cohérence du faisceau. Au cours de l'année 2012, il est aussi apparu que pour obtenir un étalonnage interférométrique optimal sur l'instrument PIONIER, il fallait utiliser des étoiles étalons le plus proche possible de la

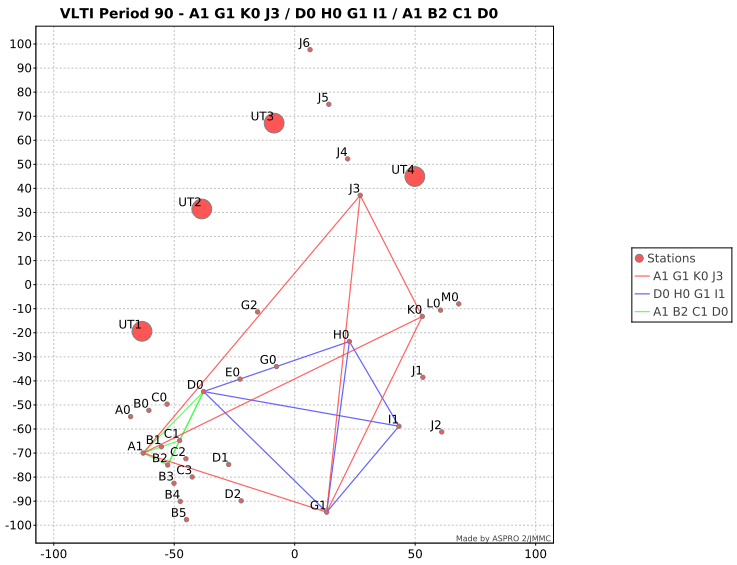

FIGURE 2.18 – Configurations des ATs disponibles du VLTI depuis 2012 (P88).

cible scientifique, avec une séparation angulaire inférieure à 10°. Bételgeuse étant de type spectral M, il fallait également privilégier des étalons de type K, plus chauds (moins de raies spectrales) mais avec des flux comparables en infrarouge pour pouvoir conserver les réglages de l'instrument. Enfin, il fallait bien sûr conserver des étalons non résolus par l'interféromètre. J'ai utilisé les outils `SearchCal` fourni par le JMMC[8] et `CalVin` de l'ESO[9]. Les étalons retenus sont présentés en Table 2.7.

Nom	Distance angulaire depuis α Ori (°)	Diamètre apparent (mas)	Références
	Janvier 2012		
Sirius	27	$6{,}039 \pm 0{,}019$	1
	Février 2013 et Janvier 2014		
56 Ori	6	$2{,}38 \pm 0{,}044$	2
b Ori	7	$1{,}78 \pm 0{,}13$	3
LTT 11688	5	$2{,}08 \pm 0{,}15$	3

Références : (1) Kervella et al. (2003) ; (2) Bordé et al. (2002) ; (3) Bonneau et al. (2006, 2011)

TABLE 2.7 – Liste des étoiles étalons utlisées pour les observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse. Les distances angulaires ont été estimées avec le logiciel `Aladin` (`http://aladin.u-strasbg.fr/`)

Les observations se sont déroulées dans de bonnes conditions et l'instrument a trouvé assez facilement des franges sur chacune des bases grâce à une stratégie d'observation adaptée. Après l'étalonnage spectral du début de nuit, les ATs du VLTI ont été pointés dans un premier temps sur Bételgeuse pour affiner les réglages d'exposition (pour vérifier que le détecteur n'était pas saturé, voir Fig. 2.19) sans chercher les franges. Nous avons

[8] `http://www.jmmc.fr/searchcal_page.htm`
[9] `http://www.eso.org/observing/etc/bin/gen/form?INS.NAME=CALVIN+INS.MODE=CFP`

ensuite observé une étoile étalon : étant donné leur faible taille angulaire les franges d'interférences ont été relativement faciles à obtenir. Après avoir effectué l'acquisition nous avons à nouveau pointé Bételgeuse dans le but d'obtenir des franges. Comme la distance angulaire entre l'étalon et α Ori était faible, l'ajustement des lignes à retard à effectuer était faible et prévisible par les modèles du VLTI ce qui a permis d'obtenir rapidement des franges sur chacune des six bases, même à proximité du premier zéro de la fonction de visibilité.

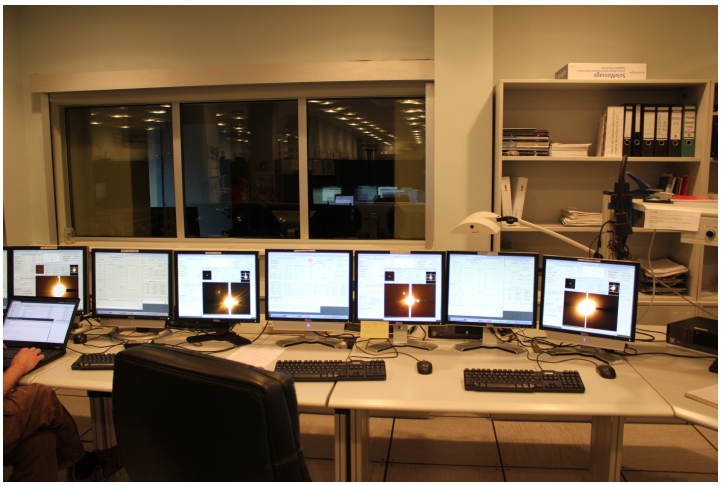

FIGURE 2.19 – Retour des caméras de guidage des quatre télescopes auxiliaires de l'observatoire du Mont Paranal lors de la nuit du 9 au 10 février 2013 : c'est effectivement Bételgeuse qui est pointée !

La demi-nuit d'observation s'est déroulée correctement et nous avons pu obtenir après réduction et étalonnage des données par le `pndrs` des produits finaux. J'ai alors été étonné de constater le même comportement que sur les données 2012 (comparer les Fig. 2.17 et 2.20).

Le premier zéro de la fonction de visibilité est à nouveau mesuré à différentes fréquences spatiales selon la direction azimutale considérée. Cette fois, il n'y a pas de doute possible, les données ayant été acquises avec des réglages différents et dans de bonnes conditions, les visibilités observées sont bien réelles et reflètent l'amplitude de la transformée de Fourier de la surface de Bételgeuse en bande H.

L'écart entre les deux diamètres observés (Table 2.8) implique cette fois une différence de rayon stellaire de 85 $R_\odot$ soit 10% environ du rayon de Bételgeuse. L'hypothèse d'une étoile dont le diamètre varierait en fonction de la direction azimutale considérée n'est pas envisageable pour 2012 ou 2013. Une telle élongation de l'étoile fait bien sûr penser à ce qui a été observé sur un certain nombre de rotateurs rapides tels Véga (Aufdenberg et al. 2006), Altaïr (van Belle et al. 2001; Monnier et al. 2007) ou encore Achernar (Carciofi et al. 2008). Cependant, ce comportement n'est pas attendu sur une RSG dont la période de rotation est supérieure à la dizaine d'années (Uitenbroek et al. 1998). Je n'ai donc pas ajusté de modèle elliptique : il n'est pas physiquement justifié et il faudrait un meilleur échantillonnage du plan (u, v) pour bien contraindre la forme de l'étoile. Cette dépendance de la fréquence spatiale du premier zéro de la fonction de visibilité selon la direction azimutale doit donc trouver une autre explication. Je détaillerai la solution physique envisagée dans la Sect. 2.3.3.

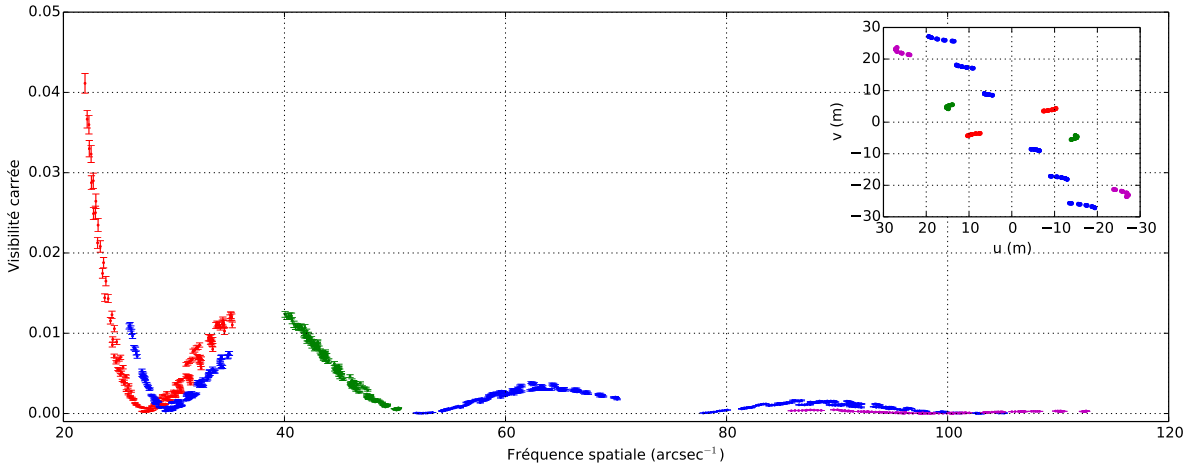

FIGURE 2.20 – Visibilités carrées acquises en 2013. *Insert :* Plan (u, v), avec un codage de la direction azimutale en couleur. Rouge : PA $\sim 116°$, bleu : $\sim 26°$, vert : $\sim 71°$ et violet : $\sim 44°$ (Le Nord est à 0° en haut et l'Est à 90° à gauche). *Graphique principal :* Visibilités carrées avec un codage de la direction azimutale par des couleurs correspondant au plan (u, v).

Paramètre	Valeur
PA non discriminé	
$\theta_{\rm ACB}$ (mas)	$53{,}6 \pm 1{,}70$
α	$1{,}41 \pm 0{,}43$
χ^2	195
PA $\sim 26°$	
$\theta_{\rm ACB}$ (mas)	$44{,}21 \pm 1{,}50$
α	$0{,}39 \pm 0{,}16$
χ^2	111
PA $\sim 116°$	
$\theta_{\rm ACB}$ (mas)	$48{,}56 \pm 1{,}00$
α	$0{,}58 \pm 0{,}10$
χ^2	46,4

TABLE 2.8 – Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de février 2013. Seules les fréquences spatiales < 38 arcsec^{-1} sont considérées

Les observations sur la configuration étendue étaient prévues le 21 février 2013 mais n'ont pas pu avoir lieu en raison de mauvaises conditions météorologiques (nuages).

Les données de l'hiver 2013-2014

Les observations prévues au cours de l'hiver 2013-2014 (période 92, ID Prog. : 092.D-0570, PI : P. Kervella) étaient programmées pour les 11 octobre et 31 décembre 2013 en mode visiteur délégué (à distance). Malheureusement sur ces deux dates la météo fut exécrable et nous n'avons pas pu obtenir de données. Jean-Baptiste le Bouquin a heureusement accepté d'observer Bételgeuse au cours de son programme consacré aux supergéantes jaunes (ID Prog : 092.D-0366, PI : J. B. Le Bouquin) le 11 janvier (configuration compacte) et le 1er février 2014 (configuration étendue). Les données ont

cette fois été obtenues sans densité neutre ni diaphragme mais en ne lisant que trois pixels sur les sept disponibles avec la plus grande dispersion de PIONIER . Ce réglage permet de raccourcir le temps d'acquisition et donc de ne pas saturer le détecteur. Le résultat de ces observations est présenté en Fig. 2.21.

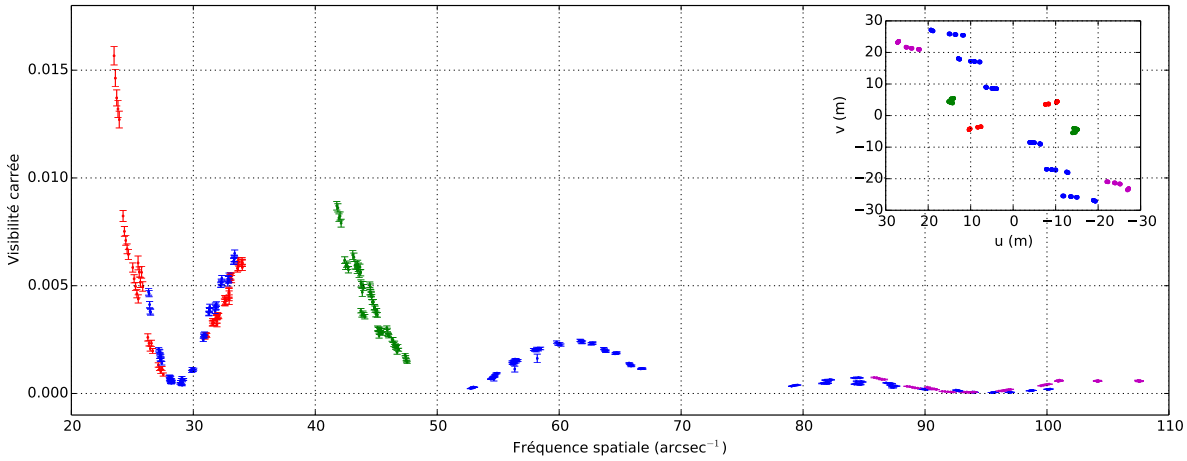

FIGURE 2.21 – Visibilités carrées acquises en 2014. *Insert :* Plan (u, v), avec un codage de la direction azimutale en couleur. Rouge : PA $\sim 116°$, bleu : $\sim 26°$, vert : $\sim 71°$ et violet : $\sim 44°$ (Le Nord est à 0° en haut et l'Est à 90° à gauche). *Graphique principal :* Visibilités carrées avec un codage de la direction azimutale par des couleurs correspondant au plan (u, v).

On retrouve la discrimination caractéristique du premier zéro de la fonction de visibilité selon la direction azimutale considérée. Le résultat de l'ajustement ACB est donné en Table. 2.9.

Paramètre	Valeur
PA non discriminé	
θ_{ACB} (mas)	$53{,}43 \pm 1{,}24$
α	$1{,}27 \pm 0{,}17$
χ^2	83,3
PA $\sim 26°$	
θ_{ACB} (mas)	$50{,}66 \pm 1{,}10$
α	$0{,}96 \pm 0{,}13$
χ^2	41,3
PA $\sim 116°$	
θ_{ACB} (mas)	$53{,}78 \pm 1{,}0$
α	$1{,}32 \pm 0{,}10$
χ^2	29,1

TABLE 2.9 – Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de janvier 2014. Seules les fréquences spatiales < 38 arcsec^{-1} sont considérées

À nouveau, les données sur la configuration étendue nous ont échappé pour cause de mauvaises conditions atmosphériques. Cette fois, des acquisitions ont pu être effectuées car le ciel n'était pas couvert mais la turbulence était trop forte et il a été impossible

d'enregistrer correctement les franges : si elles avaient été visibles, leur contraste aurait été très faible car la configuration étendue du VLTI permet d'échantillonner la fonction de visibilité de Bételgeuse jusqu'au 16ème lobe.

Tentatives sur CHARA/MIRC

Ce programme comportait aussi des observations avec l'instrument CHARA/MIRC à l'Observatoire du Mont Wilson en Californie, berceau de l'interférométrie stellaire. Le réseau CHARA (*Georgia State University's Center for High Angular Resolution Astronomy*, ten Brummelaar et al. 2005) utilise six télescopes fixes de 1 m de diamètre sur des bases allant jusqu'à 330 m de long. MIRC (pour *Michigan Infra-Red Combiner*, Monnier et al. 2004, 2010) est actuellement le seul instrument optique à pouvoir recombiner la lumière de six télescopes simultanément. MIRC fonctionne en bande H et K.

Avec les 15 visibilités et 20 clôtures de phase simultanées de MIRC et les données prises à la même époque sur PIONIER durant les hivers 2012-2013 et 2013-2014, nous avions prévu de reconstruire une image de Bételgeuse avec une quantité de données contemporaines jamais atteinte auparavant. L'échantillonnage inédit des hautes fréquences spatiales autorisé par la configuration étendue du VLTI et les grandes bases de CHARA nous aurait également permis de mener une étude de la convection selon une approche considérant le spectre spatial de puissance offrant une vue quantitative de la distribution de taille des cellules photosphériques, sans considérer d'information *a priori*.

Hélas, en novembre 2012 à distance ou en décembre 2013 sur place, je n'ai eu que du mauvais temps, y compris (c'est suffisamment impressionnant pour être signalé), une violente averse de pluie par 10% d'humidité dans l'atmosphère alors que les télescopes venaient de pointer Bételgeuse en décembre 2013 ! La mauvaise météo au Mont Wilson durant la période d'observabilité de Bételgeuse (hiver boréal) ne nous incite pas à tenter à nouveau notre chance. Mais il semblerait que même au Chili durant l'été austral, tenter d'observer cette étoile sur de longues bases en interférométrie optique déclenche irrémédiablement de mauvaises conditions atmosphériques.

2.3.3 Analyse des observations

Modèle de point chaud : le problème du premier zéro de la fonction de visibilité

Plusieurs observations de Bételgeuse ont signalé la présence de points chauds à la surface de l'étoile dans le domaine continu, au niveau de la chromosphère en ultraviolet (Uitenbroek et al. 1998), de la photosphère en proche infrarouge (Haubois et al. 2009) mais aussi dans les raies du monoxyde de carbone en bande K en considérant la matière en déplacement grâce à la haute résolution spectrale (Ohnaka et al. 2011).

Depuis plusieurs années, des simulations RHD ont montré la compatibilité du signal interférométrique avec un motif convectif à la surface de l'étoile (Chiavassa et al. 2010a, 2011a et Sect. 2.2.3). L'évolution des simulations montre l'apparition et la persistance de cellules convectives géantes dont la taille caractéristique peut atteindre jusqu'à environ 60% du rayon stellaire.

Étant certain du fait que les données acquises avec l'instrument VLTI/PIONIER n'étaient pas biaisées, j'ai choisi d'analyser leur signal à basse fréquence spatiale (premier et deuxième lobe de visibilité) sous l'angle de la présence d'un point chaud. Considérons une étoile ayant un aspect similaire à celui déterminé en 2011 en bande K avec AMBER : un disque assombri selon une loi de puissance avec un diamètre $\theta_{\mathrm{ACB}} = 42{,}28 \pm 0{,}43$ mas et un exposant de la loi de puissance $\alpha_{\mathrm{ACB}} = 0{,}155 \pm 0{,}009$ (voir Sect. 2.2.3). Plaçons maintenant sur la photosphère un point chaud gaussien similaire à ceux observés par Haubois et al. (2009). Pour simplifier le problème (déjà fort compliqué en raison de l'incertitude sur le diamètre de l'étoile), on ne considérera qu'un point chaud de FWHM = 7 mas et dont l'amplitude maximale en intensité sera 10% de l'amplitude maximale du flux de l'étoile. En utilisant les coordonnées relatives d'ascension droite et de déclinaison (RA, DEC) relatives au le centre de l'étoile, comptées positivement pour le Nord et l'Est, on place successivement le point chaud à (5, 5) mas et (15, 15) mas. Les cartes des visibilités carrées obtenues pour ces systèmes ainsi que les cartes d'intensités normalisées sont présentées en Fig. 2.22

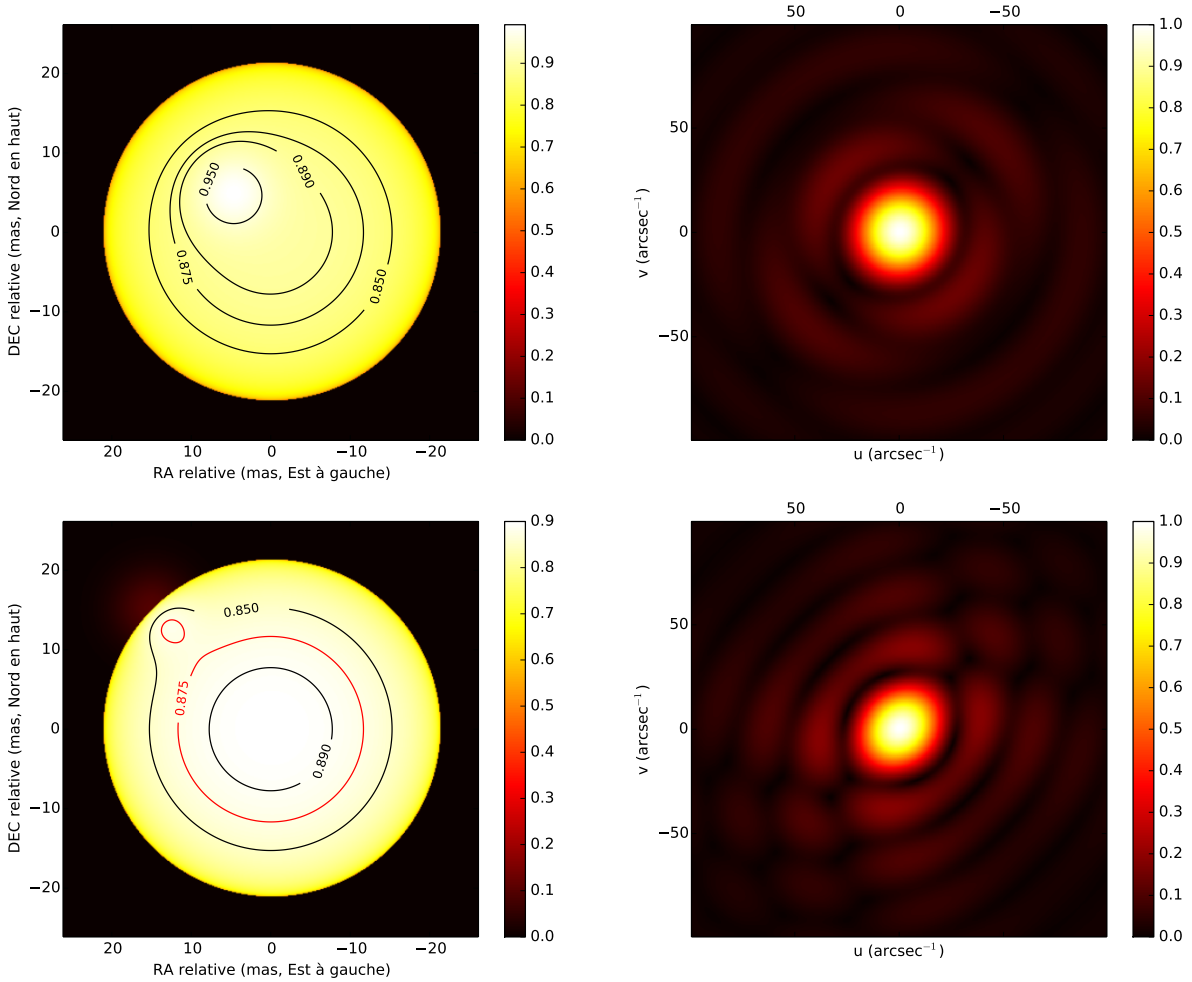

FIGURE 2.22 – Exemple de points chauds sur une étoile modélisée par un disque assombri selon une loi de puissance ($\theta_{\mathrm{ACB}} = 42{,}28 \pm 0{,}43$). Le point chaud est gaussien avec une FWHM à 7 mas et un flux maximal de 10% du flux maximal de l'étoile. La colonne de gauche correspond aux cartes d'intensités et celle de droite aux visibilités carrées. *Haut :* Point chaud à (5, 5) mas au Nord-Est. *Bas :* Point chaud à (15, 15) mas au Nord-Est.

On constate que dans le cas d'un point chaud situé suffisamment près du bord de l'étoile pour qu'une partie de la gaussienne sorte du disque, le premier zéro de la fonction de visibilité est fortement déformé au point de paraître elliptique et peut donc donner l'illusion d'une étoile elliptique. Ce comportement pourrait correspondre à une cellule de convection au bord de l'étoile ou même à une injection de matière dans l'enveloppe stellaire. C'est également le type d'allure attendu selon les modèles RHD (Chiavassa et al. 2011a, Fig. 11) avec cependant une ellipticité (ou séparation du premier zéro de la fonction de visibilité) moins prononcée et un contraste moins important (3 à 4% du flux de l'étoile au maximum).

J'ai donc décidé de modéliser nos observations par un disque assombri sur lequel est superposé un point chaud gaussien. Ce modèle n'est bien sûr pas physique : un point chaud convectif n'a aucune raison d'avoir la structure d'une gaussienne et est en général entouré d'une zone plus sombre correspondant à la descente de la matière plus froide. Cependant, une telle représentation est un premier pas dans la compréhension de ces données inhabituelles.

Ce modèle présente 6 paramètres : $\theta_{\rm ACB}$ la taille du disque avec ACB, $\alpha_{\rm ACB}$ l'exposant de la loi de puissance ACB, $w_{\rm ACB}$ le flux maximum du disque assombri, $w_{\rm spot}$ le flux maximum du point chaud gaussien tels que $w_{\rm ACB} + w_{\rm spot} = 1$, $x_{\rm spot}$ et $y_{\rm spot}$ les coordonnées du point chaud relativement au centre de l'étoile (comptées positivement vers le Nord et l'Est) et $\mathrm{FWHM}_{\rm spot}$ la largeur à mi-hauteur du point chaud. L'intensité au point M de coordonnées (x, y) s'écrit donc :

$$I(M) = w_{\rm ACB} \times (\cos\psi)^{\alpha} + w_{\rm spot} \times \exp\left[\frac{(x - x_{\rm spot})^2 + (y - y_{\rm spot})^2}{2\sigma_{\rm spot}^2}\right] \tag{2.14}$$

Avec $\sigma_{\rm spot}$ =$\mathrm{FWHM}_{\rm spot}/(2\sqrt{2\ln(2)})$ et ψ l'angle entre la ligne de visée vers le point M et le rayon-vecteur au point M. La visibilité d'un tel objet à la fréquence spatiale $f = B/\lambda$ (B étant la base de l'interféromètre et λ la longueur d'onde d'observation) de composante f_u et f_v ($f = \sqrt{f_u^2 + f_v^2}$) est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} V(f) &= w_{\rm ACB} \times \Gamma(\nu+1)\frac{|J_\nu(\pi f\theta_{\rm ACB})|}{(\pi f\theta_{\rm ACB}/2)^\nu} \\ &+ w_{\rm spot} \times \exp\left[-\tfrac{(2\pi f\sigma)^2}{2}\right] \times \exp\left[-2i\pi(f_u x_{\rm spot} + f_v y_{\rm spot})\right] \end{aligned} \tag{2.15}$$

Avec $\nu = \alpha/2 + 1$, J_ν la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre ν et Γ la fonction d'Euler.

Le problème comporte de nombreux paramètres et est mal contraint. En effet, les caractéristiques du point chaud gaussien influent profondément sur la forme du premier lobe de la fonction de visibilité qui est habituellement utilisé pour déterminer la taille de l'étoile. Un ajustement de tous les paramètres à partir de quelques valeurs initiales « devinées » est inenvisageable. J'ai donc exploré l'espace des paramètres : j'ai produit des cartes de χ^2 pour différentes FWHM de point chaud gaussien (6, 10, 15, 20 et 25 mas), la carte explore différentes positions du centre du point chaud et sur chaque cellule de la grille ainsi créée sont ajustés la taille de l'étoile, l'exposant de la loi de puissance et $w_{\rm spot}$. Les paramètres initiaux pour les caractéristiques de l'étoile sont les valeurs déterminées en 2011 avec VLTI/AMBER (Sect. 2.2.3). Pour que l'ajustement des données converge

sur chaque cellule j'ai été contraint d'augmenter l'échantillon et ne plus me limiter aux seules fréquences spatiales inférieures à 38 arcsec^{-1} : j'ai dû toutes les considérer.

Cette première étape permet de définir une plage de paramètres reproduisant partiellement les données. Deux exemples pour l'époque 2012 sont reproduits en Fig. 2.23 avec un point chaud de FHWM 15 mas et de 25 mas. Il est intéressant de remarquer que lorsque la carte de χ^2 présente un minimum, l'ajustement correspondant du diamètre de l'étoile par le modèle de disque uniforme atteint environ 43 mas, une valeur beaucoup plus proche des $42{,}28 \pm 0{,}43$ mas que ce que donnaient les premières tentatives d'ajustement (Table 2.6). Des résultats similaires sont obtenus pour les époques 2013 et 2014. Le χ^2 minimum est obtenu pour la plus grande FWHM considérée : 25 mas. J'ai utilisé les paramètres ainsi déterminés par cette grille pour effectuer un ajustement des données.

Pour chaque époque et pour chaque largeur à mi-hauteur de point chaud, j'ai considéré le minimum de χ^2 des cartes. A époque donnée, j'ai alors choisi le χ^2 minimum pour la largeur à mi-hauteur. J'ai alors obtenu les valeurs optimales issues de cette exploration pour chaque époque, celles-ci sont regroupées en Table 2.10.

Paramètres	Janvier 2012	Février 2013	Janvier 2014
θ_{ACB} (mas)	42,8	43,4	45,8
α_{ACB}	0,148	0,162	0,393
w_{spot}	0,113	0,187	$7{,}34 \times 10^{-2}$
x_{spot} (mas)	19,0	15,0	19,0
y_{spot} (mas)	$-7{,}00$	$-3{,}00$	$-21{,}0$
$\mathrm{FWHM}_{\mathrm{spot}}$ (mas)	20,0	25,0	20,0
χ^2	61,2	86,3	98,3

TABLE 2.10 – Valeurs préliminaires des paramètres décrivant le modèle disque assombri et point chaud déterminées à l'aide des cartes de χ^2 exploratoires. Seules les visibilités sont considérées.

Ces valeurs m'ont servi de paramètres initiaux pour effectuer un ajustement complet de tous les paramètres du problème. J'ai en plus utilisé cette fois les clôtures de phase qui m'ont aidé à lever l'ambiguïté bien visible sur les cartes de χ^2 (Fig. 2.23) : en raison de la symétrie centrale de l'amplitude de la transformée de Fourier de l'objet, le point chaud peut en effet occuper la position (x_0, y_0) mais aussi la position $(-x_0, -y_0)$ et produire le même χ^2 si on ne considère que les visibilités carrées. Le résultat de ces ajustements est présenté dans la Table 2.11 et sur la figure 2.24 sont représentées les cartes d'intensités et les visibilités. Les clôtures de phase sont quant à elles représentées en Fig. 2.25.

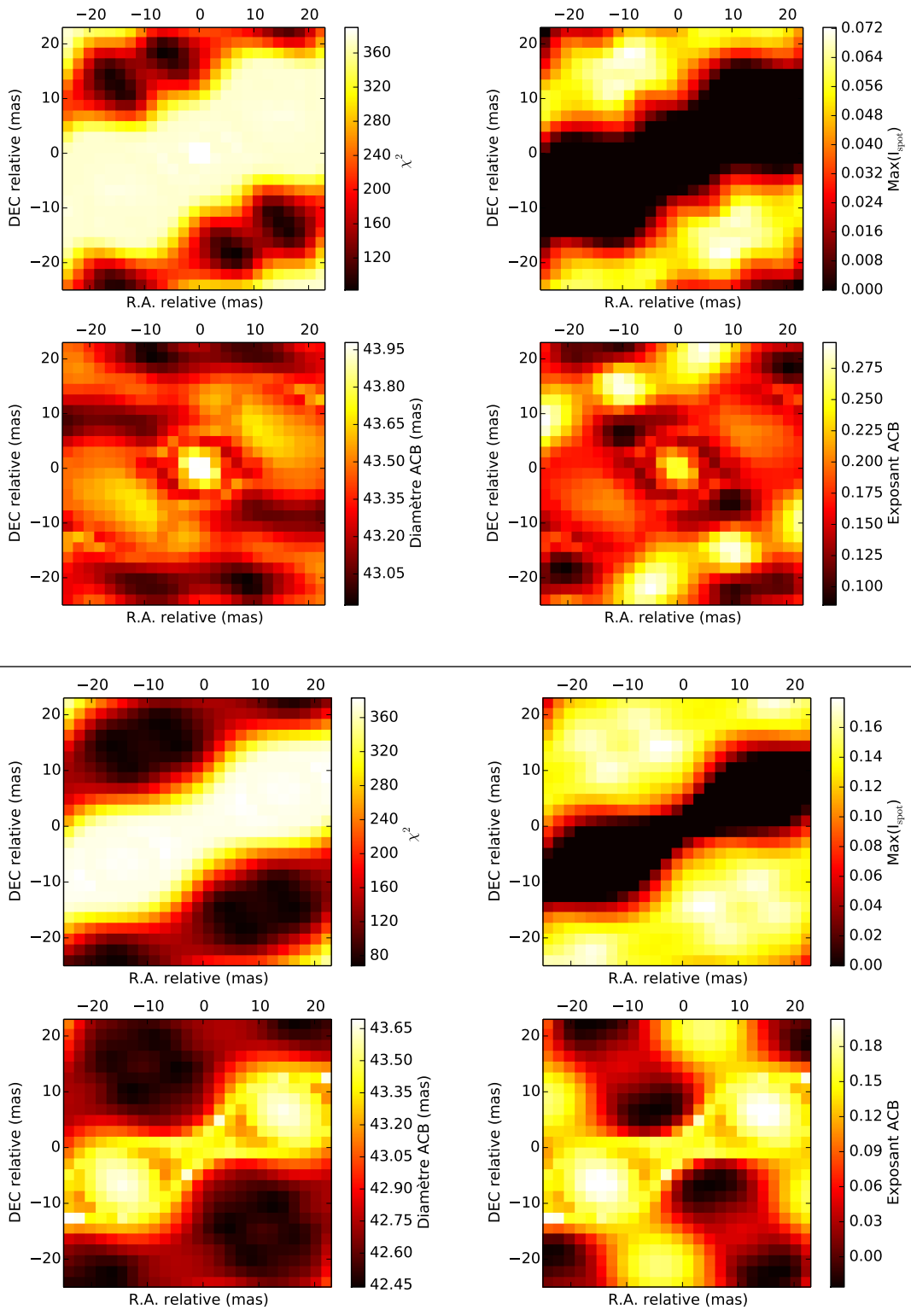

FIGURE 2.23 – Cartes exploratoires de l'ajustement des données PIONIER de janvier 2012 par un modèle de disque ACB et point chaud gaussien de FWHM 15 mas (*panneau supérieur*) et 25 mas (*panneau inférieur*). Sur chacun des deux panneaux, la première carte *en haut à gauche* est une carte de χ^2 dont l'abscisse et l'ordonnée sont respectivement l'ascension droite relative et la déclinaison relative du centre du point chaud. Sur chaque cellule de la carte, trois paramètres sont ajustés. Leurs valeurs optimales sont représentées sur les trois autres cartes de chaque panneau : l'intensité maximale du point chaud *en haut à droite*, $\theta_{\rm ACB}$ *en bas à gauche*, et $\alpha_{\rm ACB}$ *en bas à droite*.

Paramètre	Janvier 2012	Févier 2013	Janvier 2014
$\theta_{\rm ACB}$ (mas)	$42{,}64 \pm 0{,}10$	$43{,}7 \pm 0{,}05$	$45{,}5 \pm 0{,}1$
$\alpha_{\rm ACB}$	$0{,}0916 \pm 0{,}0166$	$0{,}220 \pm 0{,}011$	$0{,}372 \pm 0{,}026$
$w_{\rm spot}$	$0{,}143 \pm 0{,}016$	$0{,}132 \pm 0{,}042$	$0{,}104 \pm 0{,}059$
$x_{\rm spot}$ (mas)	$16{,}8 \pm 0{,}1$	$19{,}4 \pm 0{,}2$	$21{,}2 \pm 2{,}0$
$y_{\rm spot}$ (mas)	$-6{,}56 \pm 0{,}27$	$-6{,}66 \pm 0{,}25$	$-5{,}76 \pm 2{,}38$
$\mathrm{FWHM}_{\rm spot}$ (mas)	$22{,}9 \pm 0{,}6$	$22{,}3 \pm 0{,}4$	$31{,}1 \pm 1{,}7$
χ^2 (toutes fréquences spatiales)	241	167	229
χ^2 (fréquences spatiales < 50 arcsec^{-1})	34,4	43,3	51,6

Remarque : En raison du nombre important de paramètres, les erreurs sont celles déterminées par le logiciel LitPRO (`www.jmmc.fr/litpro_page.htm`) et certainement sous-estimées (elles ne reflètent pas la valeur élevée du χ^2 réduit), dans l'attente d'une méthode plus efficace pour les déterminer.

TABLE 2.11 – Ajustement du modèle disque assombri et point chaud gaussien aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse (visibilités carrées et clôtures de phase).

Ce modèle pourtant simple parvient à reproduire le dédoublement du premier zéro de la fonction de visibilité pour les trois époques d'observations tout en conservant un diamètre apparent raisonnable pour l'étoile, c'est-à-dire proche des précédentes mesures avec cependant une augmentation sur la période 2012-2014. Cette tendance doit être modérée : l'époque 2014 présente un χ^2 de 229.

Les χ^2 sont bien sûr plus élevés que ceux qui ont été présentés dans les précédentes tables, cela est dû aux clôtures de phase qui n'étaient pas ajustées auparavant. Dans le cadre d'un modèle elliptique d'étoile les χ^2 pour les trois époques d'observation sont voisins de 500. L'explication tient dans le fait qu'un tel modèle présente de faibles écarts au disque et les clôtures de phase sont donc proches de 0° ou 180° contrairement à ce qui est observé sur l'étoile (Fig. 2.25).Je tiens à faire remarquer que j'ai cette fois utilisé un tel modèle pour pouvoir prendre en compte simultanément toutes les données sans discrimination de direction azimutale, ce qui est nécessaire lorsqu'on considère les clôtures de phase.

Mon modèle de disque assombri sur lequel j'ai superposé un point chaud gaussien présente un signal important en clôture de phase pourvu que le centre du point-chaud ne coïncide pas avec le centre de l'étoile. Mieux encore, comme le montre la Fig. 2.25, ce modèle reproduit assez bien les clôtures de phase, en particulier aux faibles fréquences spatiales (Table 2.11, dernière ligne). Ce modèle reproduit donc très bien le signal observé à la fois en visibilité et en clôture de phase, quelle que soit la direction azimutale considérée sur le plan (u, v). La présence d'un grand point chaud (FWHM $\sim 0{,}5$ R$_\star$) est donc compatible avec les observations et semble persister sur au moins trois époques d'observations. Une quatrième époque d'observations sera acquise en novembre 2014.

Nous avons vu lors des observations VLTI/AMBER (Sect. 2.2.5) que la bande H contient un grand nombre de raies d'absorption qui sont majoritairement dûes au CO. Nos observations VLTI/PIONIER à faible résolution spectrale ne représentent donc pas un continuum pur : la MOLsphere pourrait contaminer ces observations et être en partie responsable du dédoublement du premier zéro de la fonction de visibilité. Cette hypothèse est peu envisageable, car le comportement observé se retrouve dans tous

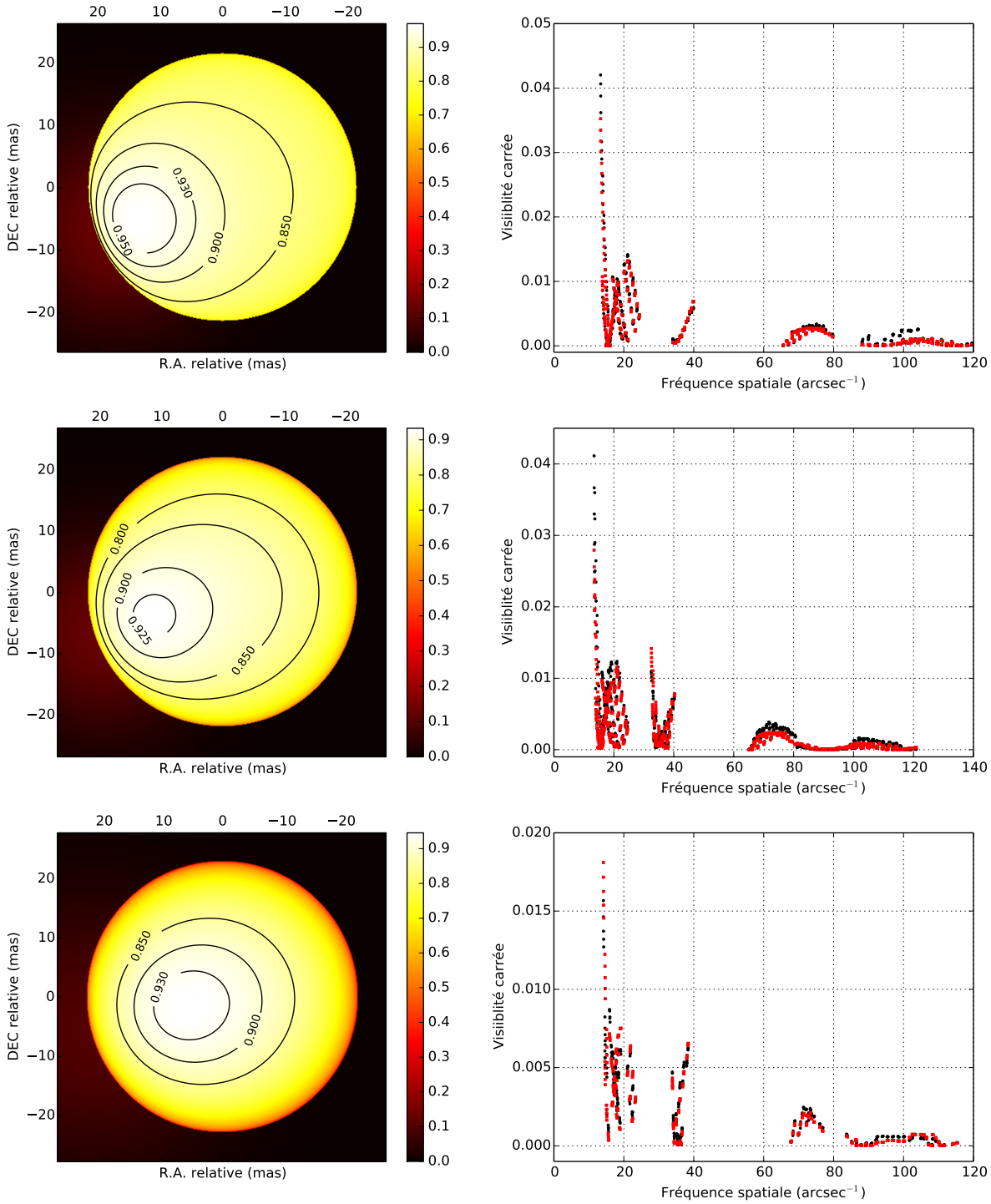

FIGURE 2.24 – Visibilités et cartes d'intensité pour le meilleur modèle de disque assombri et point chaud gaussien ajusté aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse. Les visibilités observées sont en noir et le modèle en rouge. Les barres d'erreur ne sont pas représentées pour des raisons de clarté. *Première ligne :* janvier 2012. *Deuxième ligne :* février 2013. *Troisième ligne :* janvier 2014.

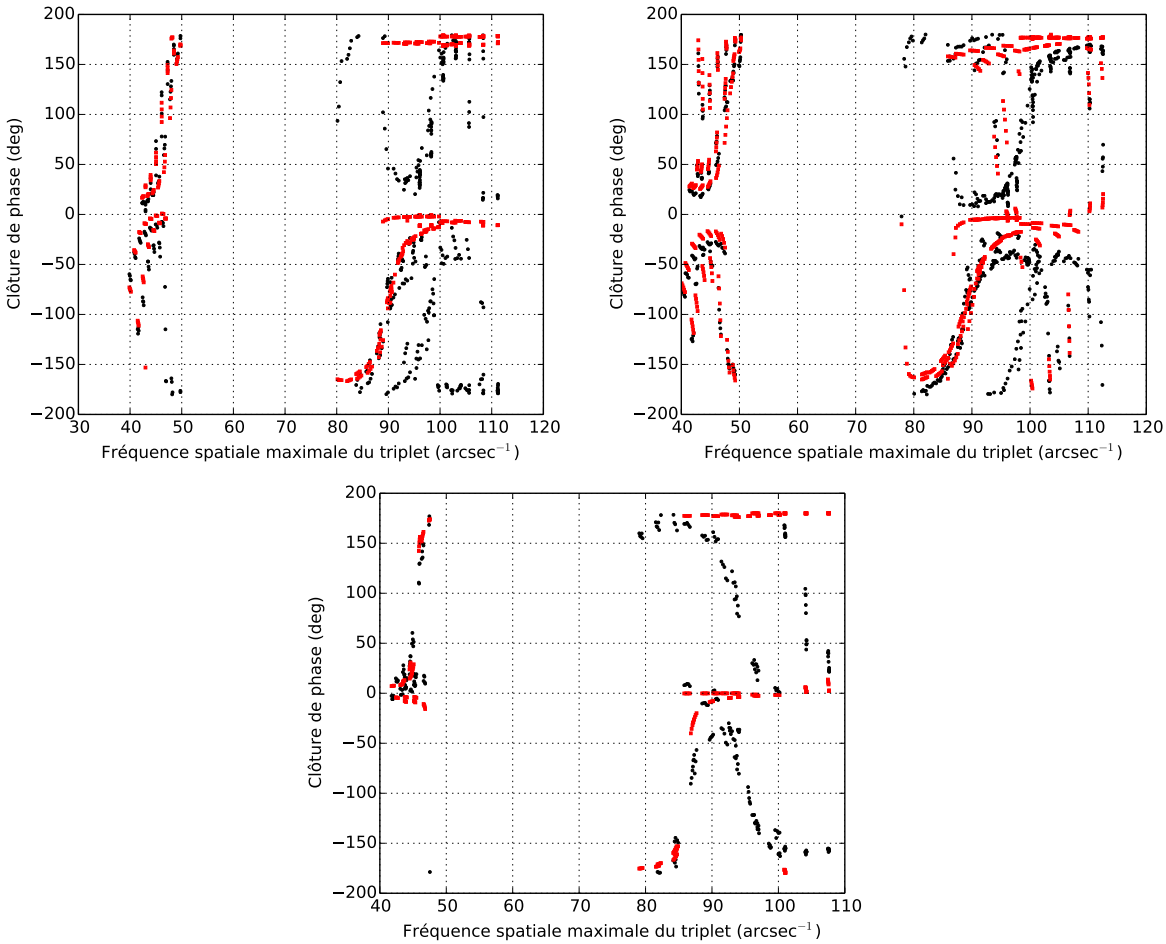

FIGURE 2.25 – Clôtures de phase pour le meilleur modèle de disque assombri et point chaud gaussien ajusté aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse. Les clôtures sont en noir et le modèle en rouge. Les barres d'erreur ne sont pas représentées pour des raisons de clarté. *En haut à gauche :* janvier 2012. *En haut à droite :* février 2013. *En bas :* janvier 2014.

les canaux spectraux VLTI/PIONIER observés. La contribution de la MOLsphere est effectivement présente mais est négligeable devant l'importance de la structure qui cause ce signal à basse fréquence spatiale.

Comme les cartes d'intensité (Fig. 2.24) l'illustrent, une partie de l'énergie semble provenir de l'extérieur du disque de l'étoile. Comme l'analyse préliminaire l'a montré (Fig. 2.22), c'est justement une telle particularité qui peut expliquer la séparation du premier zéro de la fonction de visibilité selon la direction considérée du plan (u, v). Deux interprétations non-exclusives semblent envisageables : le point chaud en question serait une cellule de convection géante, suffisamment grande pour apparaître comme une excroissance au limbe ou bien cette cellule de convection injecte du matériel dans l'environnement stellaire lors d'une éruption potentiellement associée au magnétisme de l'étoile. Nous serions donc en train d'assister à un épisode plus important la perte de masse de la RSG. Sans observation à haute résolution spectrale et angulaire il semble difficile de tirer une conclusion autre que cette supposition. Des observations du champ magnétique contemporaines de ces données VLTI/PIONIER constitueraient aussi un diagnostic précieux.

Etant donné la modélisation adoptée pour ces observations, une autre interprétation est très tentante : ce signal interférométrique ne pourrait-il pas correspondre à la détection d'un compagnon stellaire si souvent recherché autour de Bételgeuse ? Il est vrai que Bételgeuse a toujours semblé un cas à part parmi les étoiles massives en étant seule. Distinguer un point chaud d'un compagnon évoluant à proximité immédiate de la photosphère (ou même à l'intérieur de celle-ci) est impossible sans mesure spectroscopique. Cependant, la Fig. 2.23 nous indique que des minima non explorés du χ^2 se produisent lorsque le point chaud/compagnon est considéré en dehors du disque de l'étoile mais il ne faut pas oublier que ces cartes préliminaires ont été obtenues sans considérer les clôtures de phase : un ajustement de modèle de binaire ne permet pas de reproduire leur allure et place le compagnon à 0,1" de la primaire (ce qui devrait le rendre détectable dans les observations NACO présentées brièvement en Sect. 3.3). La détection d'un compagnon est donc à exclure à partir de ces données.

Chiavassa et al. (2011b); Pasquato et al. (2011) ont montré que la présence de cellules convectives à la surface de supergéantes rouges pourrait avoir des conséquences sur les mesures de vitesses radiales et de parallaxes effectuées par exemple par Gaïa. A partir des paramètres obtenus en Table 2.11, il est possible d'estimer le déplacement du photocentre causé par la présence du point chaud que nous observons sur Bételgeuse avec l'instrument PIONIER via la relation :

$$\Delta\Pi = w_{\rm spot}\sqrt{x_{\rm spot}^2 + y_{\rm spot}^2}. \tag{2.16}$$

Le déplacement du photocentre est alors de $2{,}58 \pm 0{,}29$ mas, $2{,}71 \pm 0{,}88$ mas et $2{,}28 \pm 1{,}43$ mas respectivement pour les époques de janvier 2012, février 2013 et janvier 2014. Ces valeurs sont à comparer à la parallaxe de Bételgeuse de Harper et al. (2008) : $\Pi = 5{,}07 \pm 1{,}10$ mas. Le point chaud peut ainsi causer un déplacement du photocentre égal à 50% de la parallaxe. Le suivi d'un tel phénomène est donc critique dans la détermination des distances par cette méthode

Cependant, le modèle de point chaud gaussien sur un disque assombri présente plusieurs faiblesses : tout d'abord, il est peu probable qu'une cellule de convection géante soit axisymétrique comme la gaussienne utilisée. Mais l'utilisation d'un modèle de gaussienne allongé aurait l'inconvénient de rajouter deux paramètres à un problème déjà très dégénéré car rappelons-le, la taille obtenue pour Bételgeuse dépend fortement du point chaud considéré et fait donc partie intégrante du problème. Un autre point faible, sans doute plus important est que ce modèle revient à placer le point chaud sur un disque en deux dimensions alors que l'étoile est une sphère sur laquelle se déroule la convection. Ainsi au limbe, le point chaud n'est plus vu de face. Baron et al. (2014) ont développé un tel modèle pour leurs observations de supergéantes dans Per OB1. Nous sommes en train de travailler ensemble pour déterminer si un tel modèle est effectivement plus adapté pour décrire nos observations. Cependant cette modélisation de point chaud ne permet pas à une partie de l'énergie d'être placée en dehors du disque assombri de l'étoile ce qui semble être nécessaire pour reproduire nos observations.

L'évolution du diamètre ACB du modèle au cours des trois époques d'observations (Table 2.11) est intéressant : le diamètre de l'étoile et son ACB augmentent dans le même temps que le point chaud semble se déplacer vers le centre du disque. Ce n'est pas suprenant : le point chaud « se fond » dans l'ACB en repoduisant son signal lorsqu'il

est modélisé par une simple gaussienne symétrique à deux dimensions. L'ACB apparaît ainsi plus important ce qui induit mécaniquement un biais par une prise en compte plus importante de la MOLsphère peu lumineuse en dehors de l'étoile (voir par exemple l'évolution du diamètre de l'étoile en fonction de la longueur d'onde en bande K en Fig. 2.8). L'ACB et la position du point chaud sont donc intimement liés.

Enfin, ces observations soulèvent un problème qui me semble primordial et que je peux résumer en une seule question : « Quelle aurait-été notre analyse des données si nous avions échantillonné le premier lobe de la fonction de visibilité suivant une seule direction du plan (u, v) ? ». La réponse semble assez claire : nous aurions estimé le diamètre de l'étoile avec cette seule mesure en pensant avoir détecté une importante variation de diamètre. Plusieurs mesures du diamètre de Bételgeuse en proche infrarouge ont par exemple été effectuées avec une paire de télescopes orientée suivant une seule direction (par exemple, Dyck et al. 1992; Perrin et al. 2004a; Ohnaka et al. 2009, 2011).

Avec l'avènement d'interféromètres à plus de deux télescopes en infrarouge (VLTI/AMBER, VLTI/PIONIER, CHARA/MIRC, ...) il semble donc préférable de privilégier un échantillonage du plan (u, v) au niveau du premier lobe suivant au moins deux directions différentes lors d'observations de RSG du type de Bételgeuse.

Comme nous l'avons dit précédemment, le modèle de point chaud utilisé reproduit correctement les faibles fréquences spatiales (< 50 arcsec^{-1}) mais n'ajuste pas correctement les plus hautes fréquences spatiales et donc les plus petites structures présentes sur la photosphère. Pour ce domaine, il faut utiliser un modèle produisant de plus petites structures.

Simulations RHD : la convection

A nouveau, j'ai choisi d'analyser les hautes fréquences spatiales à l'aide de simulations RHD de RSG produisant un motif de convection au niveau de la photosphère. Nous avons vu sur les données VLTI/AMBER en bande K que les écarts aux modèles analytiques simples (UD et ACB) étaient compatibles avec de telles structures (Sect. 2.2.3). J'ai donc adopté cette approche pour les données VLTI/PIONIER en bande H.

Nous avions initialement prévu d'effectuer ce travail sur la plus grande configuration des ATs du VLTI mais les conditions météorologiques n'ont jamais permis ces observations sur Bételgeuse.

Les simulations RHD n'arrivent pas à reproduire de point chaud aussi imposant que celui que j'ai détecté (Sect. 2.3.3) et ne peuvent donc pas reproduire le dédoublement du premier zéro de la fonction de visibilité. Cependant elles sont un outil indispensable pour interpréter le signal interférométrique à de plus grandes fréquences spatiales.

Nous avons pu tester deux modèles : st35gm03n07 et st35gm03n13 dont les caractéristiques sont données en Table 2.12. La grille de calcul de ces modèles est de 235^3 avec une résolution de 8,6 $R_\odot$. Le principe de la simulation RHD ainsi que l'obtention des observables interférométriques a déjà été présenté en Sect. 2.2.3, ainsi que le procédé d'ajustement du modèle aux données.

Je n'ai testé ces modèles que sur les données obtenues en février 2013 pour l'instant. Les χ^2 sont respectivement de 32 et 43 pour les modèles st35gm03n07 et st35gm03n13. Les visibilités et clôtures de phase du modèle st35gm03n07 sont comparées aux données de février 2013 sur la Fig. 2.26.

Paramètres	st35gm03n07	st35gm03n13
M ($M_\odot$)	11,6	12,0
L ($L_\odot$)	$9{,}19 \times 10^4$	$8{,}95 \times 10^4$
R ($R_\odot$)	830	846
$T_{\rm eff}$ (K)	3487	3430
$\log(g)$	$-0{,}335$	$-0{,}354$

TABLE 2.12 – Caractéristiques des simulations utilisées (Chiavassa et al. 2011a) pour analyser les visibilités et clôtures de phase mesurées avec VLTI/PIONIER sur Bételgeuse.

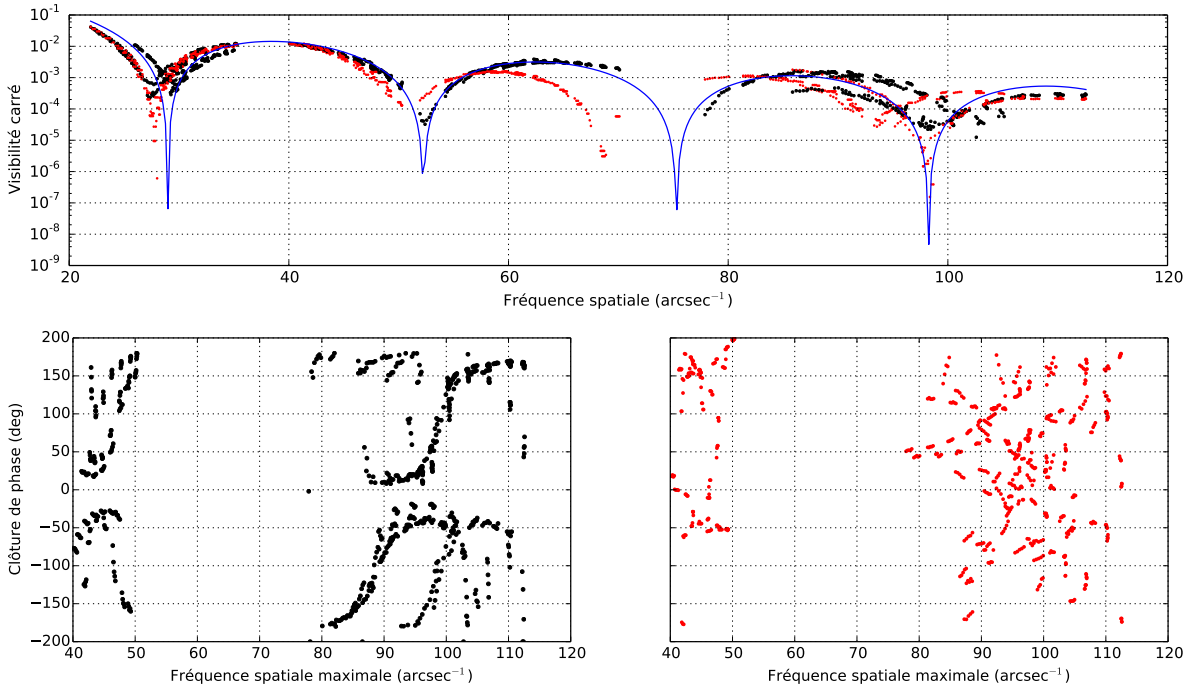

FIGURE 2.26 – Comparaison entre le meilleur ajustement de la simulation et les données PIONIER de février 2013. *Haut :* Visibilités. Les visibilités PIONIER sont en noir, les visibilités de la simulation RHD en rouge. Le modèle ACB correspondant au meilleur ajustement du modèle de disque ACB et point chaud gaussien (Sect. 2.3.3) est représenté par la ligne continue bleue (les visibilités du modèle avec point chaud dépendent de la direction considérée du plan (u, v), il est donc impossible de les représenter par une ligne continue en fonction de la fréquence spatiale or la présence de ce modèle ici a pour but de guider la lecture). *Bas :* Les clôtures de phase PIONIER sont en noir à gauche et celles de la meilleure simulation RHD en rouge à droite.

Un travail plus approfondi est requis pour reproduire les observations à hautes fréquences spatiales mais la prise en compte du point chaud détecté précédemment semble incontournable : en effet même si sa contribution aux grandes fréquences spatiales sera faible, sa présence à la surface de l'étoile va profondément influer sur la formation d'autres cellules convectives tant sur leur taille que sur leur position, c'est-à-dire tant sur les visibilités que sur les clôtures de phase.

2.4 Antarès avec VLTI/PIONIER : accès aux hautes fréquences spatiales

2.4.1 Antarès : la supergéante rouge de l'été boréal

Si Bételgeuse fait partie de la constellation hivernale (pour l'hémisphère Nord) d'Orion, Antarès (α Sco, HD 148478, HR 6134) dans le Scorpion est une étoile d'été, basse sur l'horizon dans le ciel boréal, ce qui explique sans doute que moins d'observations lui aient été consacrées. C'est l'autre RSG proche, elle est en fait légèrement plus proche de nous que Bételgeuse avec une distance de 170 pc d'après la parallaxe d'Hipparcos ($\pi = 5{,}89 \pm 1{,}00$ mas, van Leeuwen 2007). Cependant cette distance est sujette à caution car des points chauds comme nous en avons précédemment détectés sur Bételgeuse sont réputés pouvoir affecter la mesure de parallaxe (Pasquato et al. 2011). En effet, il ne faut pas oublier que ces étoiles présentent un diamètre apparent presque 10 fois supérieur à leur parallaxe.

D'après les récentes observations de Ohnaka et al. (2013) Antarès serait légèrement moins massive que Bételgeuse avec 15 ± 5 $M_\odot$ contre 21 ± 2 $M_\odot$ pour α Ori (Dolan et al. 2008). En ce qui concerne les diamètres apparents, nous avons vu qu'en moyenne celui de Bételgeuse est d'environ 42 mas en proche infrarouge. Toujours d'après Ohnaka et al. (2013), celui d'Antarès serait voisin de 37 mas : cette RSG bien que plus proche nous apparaîtrait donc plus petite. Cependant, cette taille angulaire reste plus importante que celle de la majorité des étoiles et nous permet par interférométrie de détecter des structures à sa surface.

Depuis bientôt un siècle des mesures de vitesse radiale ont révélé des variations sur cette étoile selon une période de 5,8 ans (Lunt 1916). Plus récemment Pugh & Gray (2013) ont proposé une période $5{,}93 \pm 0{,}01$ années pour ajuster leurs observations de variation de température et de vitesse radiale. Ils ont également observé un retard de 70 jours entre le minimum de vitesse et celui de température ce qui pourrait correspondre à des pulsations de l'étoile mais la variation de rayon devrait atteindre 165 ± 22 $R_\odot$ soit environ 19% du rayon stellaire, une valeur beaucoup trop importante qui n'est pas cohérente avec l'absence de variation photométrique significative. La présence d'un compagnon non-résolu pourrait aussi être une interprétation. L'étoile secondaire peut chauffer l'étoile primaire ou dans le cas d'un couple très serré causer un assombrissement gravitationnel. Cependant, les variations de température étant en retard de 70 jours sur la vitesse radiale maximale observée, l'orbite du compagnon devrait avoir une excentricité de 0,7 : elle est incompatible avec la valeur obtenue avec les vitesses radiales seules qui est de 0,45. L'origine de ces variations périodiques reste donc inconnue.

Une autre différence fondamentale entre Bételgeuse et Antarès réside dans la présence autour de α Sco d'un compagnon lointain. Sa période est très grande : 1220 ± 80 années (Mason et al. 2001), il est de type spectral B4Ve pour une magnitude visible de 5,4. Nous ne le considérerons plus au cours de cette étude car son influence sur la composante principale du couple est négligeable.

Tuthill et al. (1997) ont observé un point chaud à la surface d'Antarès mais aucune autre détection n'a eu lieu alors que ce genre de structure est attendu sur une RSG comme nous avons pu le constater avec Bételgeuse (Sect. 2.3.3, Haubois et al. 2009; Chiavassa et al. 2010a). Concernant l'environnement proche de l'étoile, Ohnaka et al. 2013 ont répété leur observations avec VLTI/AMBER à haute résolution spectrale dans

les raies de monoxyde de carbone et ont également identifié une MOLsphere et des mouvements similaires à ce qui avait été obtenu sur Bételgeuse (Ohnaka et al. 2011). Cependant l'environnement moléculaire proche observé ($1{,}2 - 1{,}4$ $R_\star$) est plus riche en CO que ne le prévoient les modèles de convection de Chiavassa et al. (2011a). Enfin Ohnaka (2014b) a également observé l'environnement d'Antarès avec VLT/VISIR en infrarouge thermique. La distribution des poussières ressemble fortement à ce que Kervella et al. (2011) avaient pu observer autour de Bételgeuse en termes d'extensions et d'inhomogénéités.

On constate donc que α Sco et α Ori sont deux étoiles RSGs similaires sur de nombreux points tels que les asymétries et l'environnement circumstellaire mais qu'elles diffèrent sur d'autres comme les structures observées sur la photosphère. Nous nous proposons ici d'étudier ce dernier point à l'aide d'observations VLTI/PIONIER.

Observations VLTI/PIONIER

Antarès a été observé avec les ATs de l'observatoire du Mont Paranal par l'instrument VLTI/PIONIER (Le Bouquin et al. 2011), en bande H avec une résolution spectrale de $R \sim 40$. Sur les 7 pixels sur lesquels l'instrument disperse la lumière, seuls 3 ont été lus pour diminuer le temps de lecture et acquérir plus facilement les franges qui étaient très faibles comme nous avons pu le voir avec Bételgeuse dont la taille angulaire est similaire (Sect. 2.3). Les observations ont eu lieu sous le programme 093.D-0378 (PI : Montargès). Il était prévu que les 3 configurations du VLTI soient observées (compacte, intermédiaire et étendue, voir Sect. 2.3.2).

Comme l'illustre la Fig. 2.27, la déclinaison d'Antarès la rend plus intéressante à observer que Bételgeuse par le VLTI : la supersynthèse est plus efficace et les trois configurations des ATs peuvent être utilisées contre deux seulement sur Bételgeuse en raison de la longueur des lignes à retard.

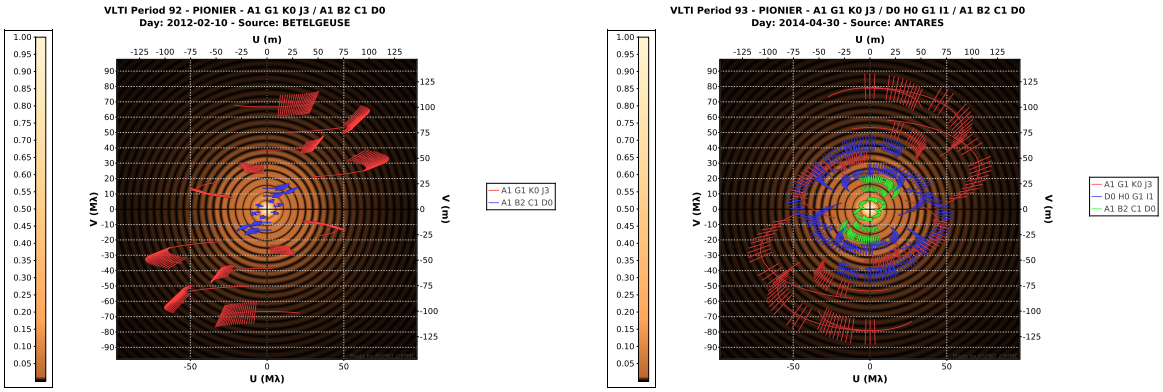

FIGURE 2.27 – Comparaison de la couverture (u, v) VLTI/PIONIER sur Bételgeuse (*gauche*) et Antarès (*droite*). Les configurations du VLTI sont codées en couleurs. Les cartes sont théoriques et réalisée avec Aspro2 (`http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm`) car la couverture (u, v) obtenue lors de nos différentes observations est biaisée par les conditions atmosphériques.

J'ai supervisé ces observations depuis Meudon en mode visiteur délégué. Pour la configuration compacte le 22 avril 2014, bien que les conditions n'aient pas été opti-

males, l'acquisition a pu se dérouler correctement. Sur la configuration intermédiaire le 28 avril, seule une acquisition a été obtenue en raison d'un fort vent qui a obligé à fermer les coupoles. Les franges ont cependant pu être observées jusqu'aux cinquième et sixième lobes de la fonction de visibilité. Le 3 mai, les observations ont eu lieu avec la configuration étendue : bien que la plupart des acquisitions aient été mauvaises en raison d'un seeing particulièrement mauvais (entre 1,5" et 2"), les franges étaient présentes sur les bases les plus courtes ($\sim$ 56 m) durant 40 à 50% du temps. Grâce au programme 093.D-0673 (C) (PI : Le Bouquin) nous avons pu acquérir des données sur Antarès sur toutes les bases de la configuration étendue le 6 mai 2014. Ces observations inédites permettent d'échantillonner la fonction de visibilité jusqu'à ce qui semble être le seizième lobe (l'identification des lobes devient difficile pour les grandes fréquences spatiales mais le signal interférométrique est bel et bien mesuré, voir Fig. 2.28).

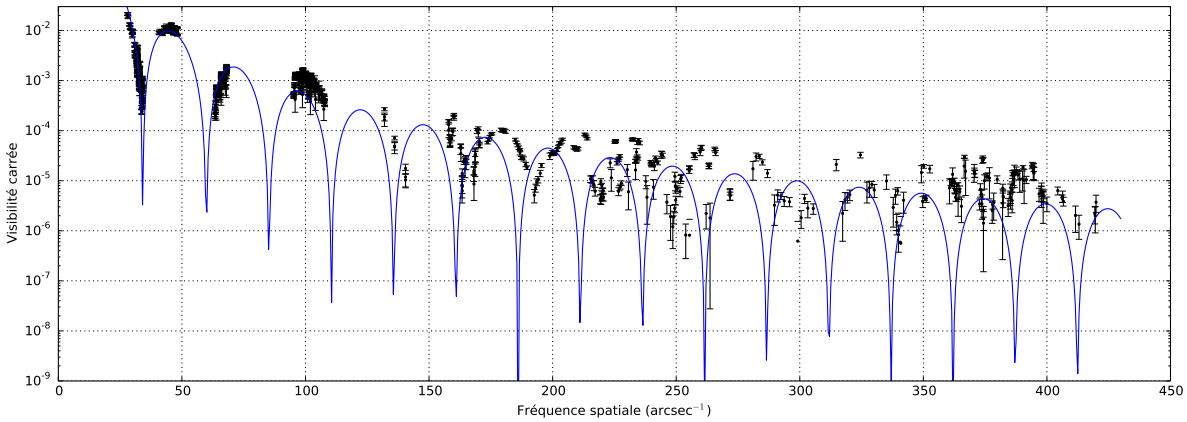

FIGURE 2.28 – Comparaison entre les données VLTI/PIONIER sur Antarès à toutes les fréquences spatiales (points noirs) et le meilleur modèle ACB déterminé par l'ajustement des fréquences spatiales < 50 arcsec^{-1} (courbe continue bleue, voir Sect. 2.4.2).

Les données ont été réduites avec le logiciel de réduction des données de PIONIER ou `pndrs`. Je vais me permettre une petite parenthèse à ce sujet. Nous avons vu en Sect. 2.2.1 qu'il m'avait été impossible d'utiliser correctement le logiciel de réduction d'AMBER en raison d'un problème avec l'interface graphique. Le même problème s'est posé avec celui de PIONIER car il utilise la même bibliothèque de fonctions. Je n'acceptais pas l'idée d'avoir à plonger à nouveau dans le code et de perdre du temps alors que le pndrs est très facile d'utilisation. J'ai alors décidé (et je ne sais toujours pas pourquoi), d'essayer de faire fonctionner le pndrs dans une machine virtuelle installée sur mon ordinateur avec la même version d'Ubuntu : de mettre un Linux dans un Linux ! Contre toute attente, la réduction a fonctionné sans aucun problème et j'ai même essayé de faire fonctionner amdlib sur des données AMBER et il s'est exécuté correctement ! Je crois qu'il n'est pas nécessaire d'épiloguer plus longuement sur ces problèmes logiciels mais la découverte de cette solution, à la fois simple et étrange, deux années après avoir rencontré le problème sur le logiciel de réduction AMBER (et le temps que cela a consommé) méritait bien ces quelques lignes.

Des étoiles de référence ont été observées pour obtenir la fonction de transfert interférométrique et effectuer l'étalonnage des observables. Leurs caractéristiques sont données en Table 2.13.

Nom	Distance angulaire depuis α Sco	Diamètre apparent (mas)
HR 6145	0,5	$0{,}84 \pm 0{,}06$
HD 148643	0,8	$1{,}5 \pm 0{,}37$
HR 5969	5,9	$1{,}79 \pm 0{,}13$

TABLE 2.13 – Etoiles de références observées pour étalonner les observables interférométriques d'Antarès. Les diamètres angulaires ont été obtenus par l'outil `CalVin` (http://www.eso.org/observing/etc/bin/gen/form?INS.NAME=CALVIN+INS.MODE=CFP, Bonneau et al. (2006, 2011)). Les distances angulaires ont été estimées avec `Aladin` (http://aladin.u-strasbg.fr/)

2.4.2 Analyse préliminaire des observations

Modèles analytiques simples

Dans un premier temps, j'ai ajusté ces données par des modèles analytiques simples pour déterminer la taille angulaire de l'étoile. Pour cela je me suis limité aux deux premiers lobes de la fonction de visibilité (fréquences spatiales inférieures à 50 arcsec^{-1}).

J'ai utilisé un modèle de disque uniforme (UD) et de disque avec assombrissement centre-bord (ACB) décrit par une loi de puissance dont l'exposant est noté $\alpha_{\rm ACB}$ (Hestroffer 1997). Le résultat de cet ajustement est présenté en Table. 2.14 et en Fig. 2.29. J'obtiens une valeur similaire à celle de Ohnaka et al. (2013) pour le disque uniforme mais une valeur significativement différente pour le disque assombri. Cela s'explique par le fait que leur valeur a été obtenue dans le continuum de la bande K alors que nous avons observé en bande H. De plus, grâce à leurs observations VLTI/AMBER à haute résolution spectrale, ces auteurs étaient certains d'observer un continu pur. Dans notre cas nous observons à base résolution spectrale un domaine qui est très riche en raies d'absorption moléculaire. La présence de la MOLsphère tend à donner l'impression que l'étoile est plus grande. De plus le modèle ACB permet (par son extinction au limbe) d'être plus sensible à la MOLsphère moins lumineuse et plus froide que l'étoile.

Pour ces raisons, j'ai choisi d'utiliser les paramètres stellaires calculés par Ohnaka et al. (2013) : $\log(L_\star/L_\odot) = 4{,}88 \pm 0{,}23$, $T_{\rm eff} = 3660 \pm 120$ K et R = 680 $R_\odot$.

Les χ^2 nous indiquent que le modèle de disque assombri est plus adapté pour décrire cette étoile, pour cette raison et pour rendre le graphique plus clair, seul ce modèle est représenté en Fig. 2.28 avec l'ensemble des données, toutes fréquences spatiales confondues.

Une observation inédite de la convection

Dans un premier temps, j'ai à nouveau utilisé les simulations RHD pour déterminer si le signal interférométrique observé était compatible avec un motif de convection. Le détail du procédé d'ajustement des simulations convectives utilisées (Chiavassa et al. 2011a) a déjà été donné en Sect. 2.2.3.

Nous avons essayé plusieurs modèles pour reproduire nos observations : dst35gm03n07, dst35gm03n13, dst36g00n04 et dst36g00n05. dst36g00n05 qui est la simulation avec la plus grande résolution numérique disponible (Table 2.15 et Chiavassa et al. 2011a) a

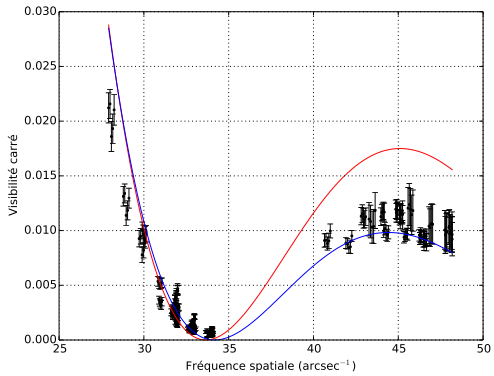

FIGURE 2.29 – Comparaison entre les données VLTI/PIONIER d'Antarès et les meilleurs modèles UD et ACB en se limitant aux fréquences spatiales ajustées. Les données sont en noir, le meilleur modèle UD en rouge et le meilleur modèle ACB en bleu.

Paramètre	Valeur
θ_{UD}	$36{,}24 \pm 1{,}0$ mas
χ^2_{UD}	45
θ_{ACB}	$39{,}8 \pm 0{,}70$ mas
α_{ACB}	$0{,}660 \pm 0{,}10$
χ^2_{ACB}	16

TABLE 2.14 – Valeurs obtenues pour les meilleurs ajustements des données VLTI/PIONIER d'Antarès.

montré une relativement bonne cohérence avec les observations VLTI/PIONIER puisque le χ^2 du meilleur instantané de simulation et de sa meilleur orientation était de 10,3. La grille comporte 401^3 points ayant chacun un pas de 2,5 $\mathrm{R}_\odot$. Ce modèle d'étoile a un rayon inférieur a celui d'Antarès mais le diamètre angulaire est paramétré lors de la simulation pour correspondre à celui observé pour α Sco en « rapprochant » le modèle.

Paramètres	Antarès	Modèle
M ($\mathrm{M}_\odot$)	15 ± 5	6,0
$\log(\mathrm{L}/\mathrm{L}_\odot)$	$4{,}88 \pm 0{,}23$	$4{,}38 \pm 0{,}01$
R ($\mathrm{R}_\odot$)	680	$376{,}7 \pm 0{,}5$
d (pc)	170	88
$\mathrm{T}_{\mathrm{eff}}$ (K)	3660 ± 120	3710 ± 20
$\log(g)$	$-0{,}3$	$0{,}047 \pm 0{,}001$

TABLE 2.15 – Caractéristiques physiques d'Antarès (Ohnaka et al. 2013) comparées aux paramètres de la simulation RHD dst36g00n05 (Chiavassa et al. 2011a).

Les visibilités et les clôtures sont bien reproduites (Fig. 2.30) cependant les caractéristiques physiques du modèle utilisé sont assez éloignées de celles d'Antarès et s'apparentent plus en terme de masse, de gravité effective et de rayon stellaire à celles d'une étoile RSG plutôt peu massive. Pourtant, parmi les simulations explorées, elle est la seule à s'approcher du signal observé sur α Sco. Il est aussi remarquable que les visibilités du modèles soient supérieures à celles de l'étoile : celle-ci aurait un motif convectif moins important relativement au modèle RHD. Au contraire pour Bételgeuse c'est le comportement inverse qui est observé : l'étoile présente plus de structures que ne le prévoient les modèles (voir par exemple Fig. 2.11 et 2.26)

Je n'ai pas encore pu poursuivre plus loin cette analyse. Peut-être nos observations se sont-elles déroulées lors d'un épisode convectif relativement calme contrairement aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse qui indiquent la présence d'une cellule convective géante (Sect. 2.3.3). Seul un suivi sur plusieurs années tel que nous l'avons effectué

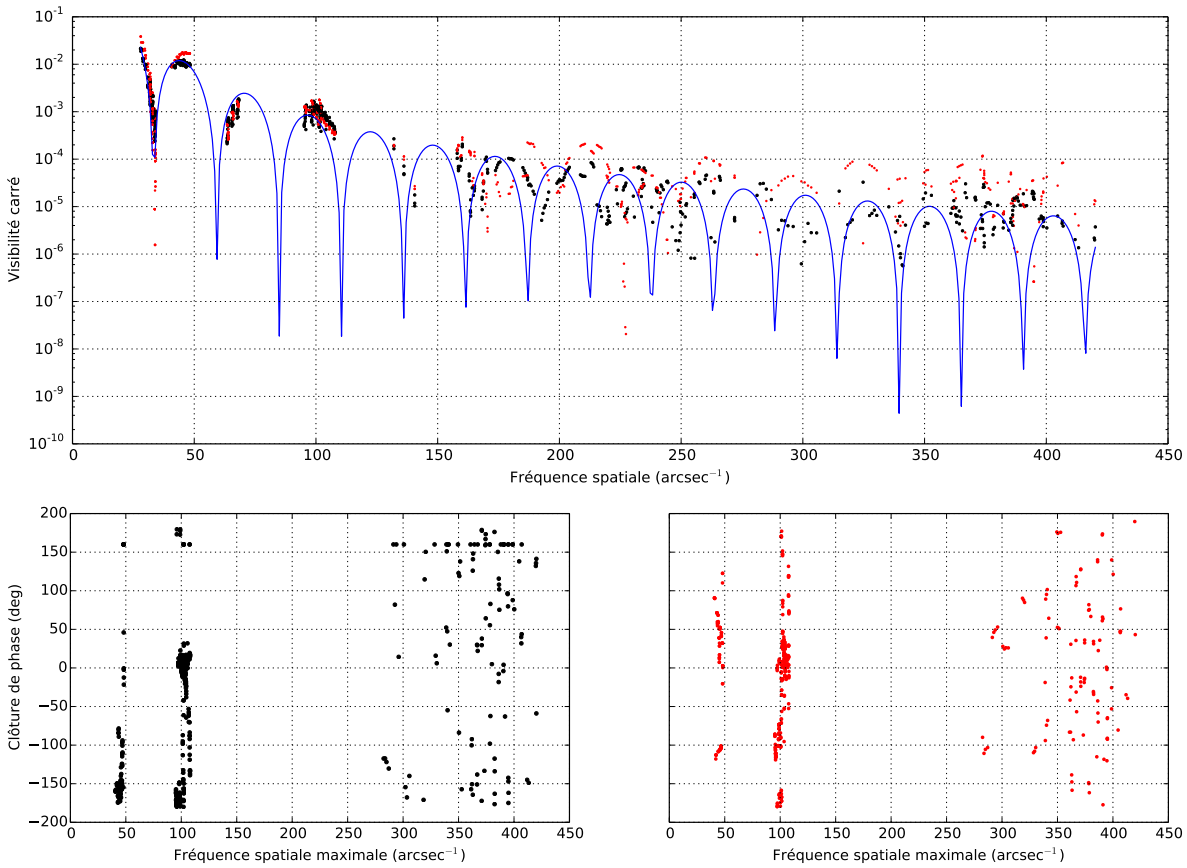

FIGURE 2.30 – Comparaison entre le meilleur ajustement et les données PIONIER d'Antarès. *Haut :* Visibilités. Les visibilités PIONIER sont en noir, les visibilités de la simulation RHD en rouge. Le modèle ACB correspondant au meilleur ajustement du modèle de disque ACB est représenté par la ligne continue bleue. *Bas :* Les clôtures de phase PIONIER sont en noir à gauche et celles de la meilleure simulation RHD en rouge à droite.

sur Bételgeuse peut permettre de lever l'incertitude sur la singularité de ces données.

Dans un second temps, pour interpréter ce signal inédit sans être biaisé par un modèle, j'ai choisi de caractériser simplement les structures détectées dans nos visibilités. Pour cela, j'ai repris le meilleur modèle ACB et j'ai calculé l'enveloppe de sa visibilité carrée qui représente la densité spectrale de puissance (DSP). Elle est exempte des oscillations de la fonction de Bessel qui décrit exactement le modèle ACB. Pour effectuer cette estimation, j'ai ajusté les maxima de la fonction de visibilité du disque avec ACB par la fonction :

$$f(x) = \sum_{i=1}^{6} \frac{a_i}{x^i} \tag{2.17}$$

Les valeurs des coefficients a_i obtenus sont données en Table 2.16 pour le meilleur disque assombri ajustant les données VLTI/PIONIER sur Antarès (Table 2.14)

La Fig. 2.31 donne l'allure de cette DSP du disque ACB. Pour ne considérer que le spectre spatial des structures à la surface de l'étoile j'ai soustrait la courbe ainsi obtenue aux visibilités PIONIER (Fig. 2.31). Modéliser cette distribution s'avère assez difficile

Coefficient	Valeur
a_1	$2{,}40 \times 10^{-3}$
a_2	$-1{,}63$
a_3	457
a_4	$2{,}36 \times 10^{4}$
a_5	$-8{,}75 \times 10^{4}$
a_6	$-2{,}11 \times 10^{6}$

TABLE 2.16 – Valeurs des coefficients de la fonction 2.17 ajustant le mieux les maxima de la fonction de visibilité du meilleur modèle ACB décrivant les observations VLTI/PIONIER sur Antarès.

en raison du fort excès de signal à 100 arcsec^{-1} visible dès la Fig. 2.31. On constate cependant l'apparition d'une zone entre 250 et 400 arcsec^{-1} au sein de laquelle la DSP est stable. Elle correspond à des structures dont la taille caractéristique va de 5 à 8 mas. C'est le comportement attendu pour un motif convectif à la surface de l'étoile bien que l'intensité en soit plus faible que les prévisions (Chiavassa et al. 2011a). La poursuite de cette analyse devrait permettre de caractériser plus précisément les structures présentes à la surface d'Antarès en mai 2014 ce qui contraindra la résolution numérique des modèles théoriques nécessaires à leur étude à hautes fréquences spatiales.

2.5 Bilan et perspectives

Dans ce chapitre consacré aux observations interférométriques de RSG que j'ai pu analyser, nous avons exploré la photosphère de deux étoiles : Antarès et Bételgeuse, en bandes H et K. L'interférométrie grâce à sa haute résolution angulaire permet de résoudre les disques stellaires et même des structures sur ces disques. Ces inhomogénéités sont bien reproduites par des modèles convectifs RHD. Cependant, il reste difficile d'obtenir exactement le bon modèle pour reproduire un jeu de données particulier. La précision actuelle des instruments est une forte contrainte : des structures de quelques millisecondes d'arc peuvent être détectées et si le module de la fonction de visibilité interférométrique est majoritairement sensible à leur taille et à leur nombre, la clôture de phase donne une contrainte extrêmement forte sur leur position qu'une simulation RHD 3D peut ne pas systématiquement reproduire au cours de son évolution pour des questions de statistique et de temps de calcul. La multiplication des télescopes (4 à Paranal au VLTI, jusqu'à 6 à CHARA avec MIRC) permet d'obtenir en peu de temps d'observation une meilleure couverture du plan (u, v) qui autorise la reconstruction des images et un meilleur aperçu de la distribution d'intensité lumineuse à la surface de l'étoile. C'est ce que j'espère pouvoir tenter à nouveau si les conditions atmosphériques sont plus clémentes.

Pour la première fois, sur Antarès nous avons pu observer la fonction de visibilité jusqu'à son seizième lobe, révélant ainsi des structures jusqu'alors inobservées sur une étoile. L'analyse de ces données n'est pas encore terminée, en particulier la caractérisation du signal convectif doit encore être précisée et la couverture (u, v) atteinte avec les trois configurations disponibles du VLTI incite fortement à essayer une reconstruction d'image.

Sur Bételgeuse, le suivi d'un point chaud sur trois époques et une quatrième en novembre 2014, si les conditions atmosphériques l'autorisent, va permettre de caractériser

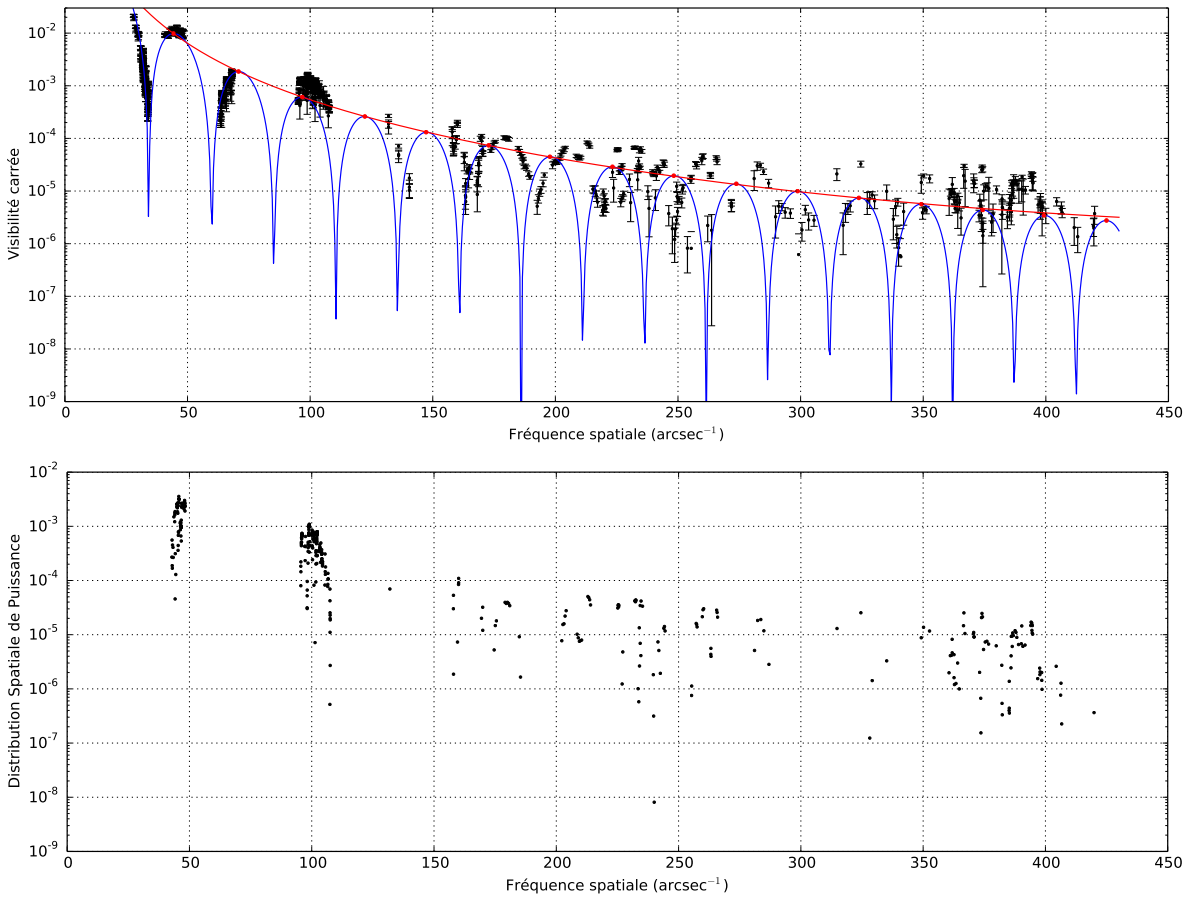

FIGURE 2.31 – *Haut :* Comparaison entre les données VLTI/PIONIER d'Antarès (points noirs), le meilleur modèle ACB (ligne continue bleue), et la courbe considérée comme la densité spectrale de puissance du modèle ACB (trait continu rouge) qui ajuste les maxima de la fonction de visibilité du disque ACB (points rouges). *Bas :* Densité spectrale de puissance des structures à la surface d'Antarès (points noirs).

observationnellement la durée de vie d'une telle structure et son évolution.

L'étude de la MOLsphère de Bételgeuse réalisée en bande K avec VLTI/AMBER a permis de déterminer ses caractéristiques et sa composition. Cependant des données à haute résolution spectrale semble plus adaptées pour un tel travail (Ohnaka et al. 2009, 2011). Il ressort cependant de nos observations VLTI/PIONIER que l'utilisation de valeurs contemporaines en tant que paramètres fixes d'un modèle semble capitale pour ne pas biaiser l'analyse de données : l'environnement de Bételgeuse peut varier assez rapidement d'une année sur l'autre comme ces auteurs l'avaient démontré au niveau de la MOLsphère et comme nous l'avons observé au niveau de la photosphère.

Dans les années qui viennent, l'instrument MIRC va demeurer au réseau CHARA, malheureusement, l'hiver humide du Mont Wilson ne permet pas d'observer Bételgeuse dans de bonnes conditions et Antarès est basse sur l'horizon (29° au maximum) ce qui ne permet pas de l'observer suffisamment longtemps au cours d'une nuit.

Au VLTI, la bonne couverture (u, v) et la fiabilité de PIONIER sont un avantage considérable dans l'étude de la photosphère des RSG, en particulier de Bételgeuse et d'Antares. La résolution spectrale d'AMBER (instrument qui a été constamment amé-

lioré depuis son installation) a fait ses preuves. Malheureusement, alors que j'écris ces lignes, la période d'observation 94 de l'ESO (octobre 2014 à mars 2015) va bientôt démarrer et sera *a priori* suivie d'un semestre au cours duquel le VLTI devrait être fermé pour préparer l'installation des instruments de seconde génération GRAVITY (Eisenhauer et al. 2011) et MATISSE (Lopez et al. 2009). Antarès ne pourra donc pas être observée en 2015 mais avec Bételgeuse elles constitueront des cibles de choix pour ces futurs instruments à 4 télescopes qui bénéficieront de l'expérience acquise avec les instruments de première génération. GRAVITY et PIONIER (s'il est maintenu) permettront un suivi de la photosphère des RSG et dans le cas de GRAVITY, la résolution spectrale donnera accès à l'environnement proche de l'étoile. À de plus grandes longueurs d'onde, MATISSE permettra une étude détaillée de l'environnement moléculaire plus étendu des RSG et plus particulièrement de la zone de formation de la poussière.

La poursuite des observations interférométriques en proche infrarouge des supergéantes revêt un aspect crucial dans la compréhension de leur perte de masse. Elles ciblent en effet la région où le flux est initié. Nos derniers résultats ont montré la variabilité de l'environnement proche de ces étoiles : un suivi régulier peut permettre de déterminer l'échelle caractéristique de temps des phénomènes observés mais aussi la singularité ou la banalité des caractéristiques observées. Alors que des observations avec des moyens inhomogènes et espacées dans le temps ne peuvent pas remplir cette mission.

3

La chromosphère et l'enveloppe moléculaire étendues des supergéantes rouges

Sommaire

3.1 Contexte 80

3.2 Observations HST/STIS en ultraviolet 81

3.2.1 Programme d'observation HST/STIS : différentes échelles temporelles 81

3.2.2 Réduction et étalonnage des données 82

3.2.3 Analyse des données STIS 85

3.3 Observations avec VLT/NACO en proche infrarouge . . . 88

3.3.1 Suivi de l'environnement de Bételgeuse en proche infrarouge . 88

3.3.2 Réduction des données 89

3.3.3 Déconvolution 89

3.3.4 Étalonnage photométrique 90

3.3.5 Comparaison des observations HST/STIS et VLT/NACO . . 91

3.1 Contexte

Au cours du Chap. 2, nous avons commencé à explorer l'environnement moléculaire de la supergéante rouge (RSG, *Red Supergiant*) Bételgeuse grâce à l'interférométrie en infrarouge proche (bande K). Le champ de 420 mas de l'instrument VLTI/AMBER nous a en effet permis d'explorer l'enveloppe proche de l'étoile. Sa moyenne résolution spectrale autorise une mesure de la densité colonne d'espèces chimiques dans la MOLsphère (Sect. 2.2.4). Le modèle utilisé localise le CO observé à environ 1,2 $R_\star$ du centre de l'étoile.

Des molécules ont également été détectées beaucoup plus loin de l'étoile. O'Gorman et al. (2012) ont observé du monoxyde de carbone distribué irrégulièrement autour de Bételgeuse avec l'instrument CARMA dans le domaine millimétrique. Ces structures s'étendent jusqu'à environ 5 secondes d'arc de la photosphère (soit environ 120 $R_\star$). Nous nous intéresserons à cette émission étendue au cours du Chap. 4.

Ici, nous allons explorer la région déjà observée par le passé en ultraviolet (UV) par Gilliland & Dupree (1996). Ces auteurs ont observé Bételgeuse avec l'instrument FOC (*Faint Object Camera*) du Télescope Spatial Hubble (HST, *Hubble Space Telescope*). Ces observations ont révélé un disque plus grand que la photosphère habituellement ciblée en infrarouge proche ainsi qu'un point chaud. Le disque étendu par rapport à la photosphère a été interprété comme étant la chromosphère. Ces observations ont été confirmées par Uitenbroek et al. (1998) qui ont estimé la période de rotation de l'étoile à 17 années par spectroscopie avec HST/GHRS (*Goddard High Resolution Spectrograph*) et interprété le point chaud comme étant un de ses pôles. Comme Dupree (2011) l'a relevé, la formation des points chauds dans la photosphère n'est peut-être pas nécessairement reliée à celle des structures chromosphériques. En effet les observations en infrarouge proche révèlent la convection photosphérique (voir Chap. 2) alors que le point chaud observé en ultraviolet dans la chromosphère serait lié à la propagation d'ondes de choc créées par la rotation de l'étoile. Les observations HST/STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) de Lobel & Dupree (2001) indiquent par ailleurs des mouvements non structurés et variables (à l'échelle de quelques mois) dans la chromosphère qui pourraient être liés au déclenchement de la perte de masse.

Cette région chromosphérique coïncide également avec l'environnement moléculaire observé par Kervella et al. (2009) avec l'instrument VLTI/NACO. Ces images en proche infrarouge obtenues par optique adaptative et approchant la limite de diffraction grâce au *lucky imaging* ont permis de résoudre l'environnement proche de l'étoile (quelques centaines de millisecondes d'arc). Elles ont révélé des structures gazeuses irrégulières formant des « panaches ». L'utilisation de dix filtres étroits de l'instrument NACO a permis de déterminer que l'absorption devant le disque stellaire correspondait à du CN mais l'émission observée en dehors du disque n'a pas pu être identifiée.

Les observations ultraviolettes de la chromosphère et infrarouges du gaz moléculaire explorent la même région de l'environnement circumstellaire (CSE, *CircumStellar Environment*). Cependant, elles ne peuvent pas être interprétées ensemble : les observations HST/FOC et HST/GHRS datent de mars 1995, celles de HST/STIS ont été obtenues entre janvier et avril 1998 ainsi qu'entre septembre 1998 et mars 1999. Des observations HST/STIS de 2002-2003 sont également présentes dans l'archive du HST[1]. Enfin les

[1] https://archive.stsci.edu/index.html

observations VLT/NACO ont été acquises en janvier 2009. Comment mettre en relation l'absence d'extensions dans le CSE en UV à la fin des années 90 et les structures nettement irrégulières de 2009 ? Un point chaud dans la chromosphère peut-il être uniquement dû à la rotation de l'étoile quand des cellules convectives géantes sont observées dans la photosphère et semblent être liées à des mouvements de matière massifs (Haubois et al. 2009; Ohnaka et al. 2011) ? Des observations simultanées sont nécessaires pour comprendre la dynamique et la structure de l'environnement de Bételgeuse. C'était l'objet du programme initié par Pierre Kervella et Steve Ridgway lors de ma première année de thèse : deux demandes de temps ont été acceptées, sur l'instrument HST/STIS et sur VLTI/NACO pour mener une campagne d'observations synchronisées. Je vais présenter ici la réduction et l'étalonnage de ces données ainsi que leur analyse préliminaire. Le volet HST/STIS a été exécuté entièrement par Anthony Soulain, stagiaire du M1 Astronomie et Astrophysique, « Sciences de l'Univers et Technologies Spatiale » de l'Observatoire de Paris que j'ai co-encadré avec Pierre Kervella du 28 avril au 26 juin 2014.

3.2 Observations HST/STIS en ultraviolet

3.2.1 Programme d'observation HST/STIS : différentes échelles temporelles

Comme nous l'avons vu, les précédentes observations UV de Bételgeuse dataient du début des années 2000 au mieux et sont donc trop éloignées temporellement de nos observations en infrarouge au sol. Nous avons donc demandé l'acquisition de nouvelles données sur le Cycle 19 du HST (Prop. 12610, PI : Ridgway). Nous avons utilisé trois filtres différents (deux filtres à bande large à 140 nm et 263 nm et un filtre à bande étroite centré sur la raie Lyα à 122 nm, voir Table 3.1 et Fig. 3.1).

Filtre	Centroïde λ_c (nm)	Bande passante $\Delta\lambda$ (nm)	Champ de vue (arcsec^2)
F25LYA	122,1	7,2	25×25
F25NDQ2	140,39	38,4	12×12
F25ND5	263,38	151,47	25×25

TABLE 3.1 – Caractéristiques des trois filtres utilisés lors des observations HST/STIS

En plus de Bételgeuse, l'étoile γ Lep a été observée en tant qu'étalon pour la fonction d'étalement de point (FEP). Dans le but d'obtenir un échantillonnage correct (selon le critère de Nyquist) nous avons utilisé la technique du tramage (*dithering*) qui consiste à acquérir plusieurs images sur un même filtre chacune ayant un décalage d'un nombre non-entier de pixels avec la précédente : par un traitement approprié il est possible d'obtenir un meilleur échantillonnage de la cible observée (Lauer 1999). Ce processus permet de réduire les pertes de signal à hautes fréquences spatiales. Pour nos observations nous avons utilisé un motif en parallélogramme dont les quatre sommets étaient nos quatre acquisitions et les écarts entre les poses étaient de 1,5 pixels. En raison du long temps de pose nécessité par le faible flux de Bételgeuse en UV, cette technique n'a été employée que sur les filtres en bande large et non sur le filtre Lyα.

Le programme s'est déroulé en trois étapes : Bételgeuse a été observée le 1er mars 2012 (3 filtres), le 19 mars 2012 (2 filtres à bande large) et le 30 janvier 2013 (3 filtres). Il n'y a

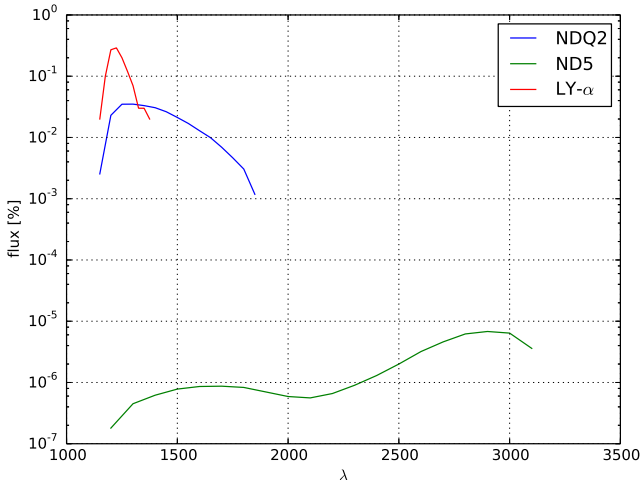

FIGURE 3.1 – Courbes de transmission des filtres utilisés lors des observations HST/STIS de Bételgeuse. Les dénominations NDQ2 et ND5 correspondent à la nomenclature du HST. La longueur d'onde en abscisse est en angströms.

pas eu d'observation en Ly-α le 19 mars 2012 car l'enveloppe étendue d'hydrogène a un temps d'évolution plus long que la chromosphère visible en bande large. L'étoile étalon γ Lep a quant à elle été observée sur les trois filtres le 21 février 2012 (la FEP du HST est relativement stable au cours du temps). Ce programme nous permet ainsi d'observer l'évolution de l'environnement UV de Bételgeuse à l'échelle du mois et de l'année mais aussi à l'échelle de la décennie avec les observations disponibles dans l'archive.

3.2.2 Réduction et étalonnage des données

Corrections cosmétiques

Les données ont été réduites par le logiciel de réduction de l'instrument STIS qui est directement intégré à l'archive, comme pour tous les autres instruments du HST. Le courant d'obscurité (*dark*) est soustrait et les mauvais pixels sont marqués. Les images sont corrigées du champ plat (*flat*) ainsi que de la distorsion provenant des déformations du champ causées par les optiques du télescope. Nous avons contrôlé la qualité de cette réduction : les fichiers ne présentaient aucun artefact. A l'issue du processus nous disposions de quatre fichiers pour chacun des filtres lors de chaque époque d'observation : il s'agissait des quatre fichiers pris aux sommets du parallélogramme servant au tramage.

Tramage

L'étape suivante du traitement des données a consisté à assembler ces quatre images pour optimiser l'échantillonnage des observations. Avant cela, pour accélérer le traitement, les images ont également été recadrées : initialement de 1100 × 1100 pixels, elles ont été réduites à 400 × 400 pixels centrés sur l'étoile.

L'environnement `IRAF`[2] (*Image Reduction and Analysis Facility*) permet de manipu-

[2]Disponible gratuitement : http://iraf.noao.edu/

ler facilement les images issues du HST à travers sa librairie `STSDAS`[3]. Pour bénéficier des nombreuses fonctionnalités du langage Python, nous avons utilisé l'extension `PyRAF`[4] qui permet d'accéder à l'ensemble des commandes IRAF depuis Python. La librairie `DrizzlePac` (astrodrizzle) de PyRAF permet de recombiner facilement les images issues du motif de tramage. Malheureusement, les tentatives que nous avons effectuées avec des réglages standards ont fait apparaître d'étranges artefacts. Le ré-échantillonnage autorisé par le motif en parallélogramme permet de subdiviser chaque pixel en huit. Les images en sortie de DrizzlePac comportaient effectivement huit fois plus de pixels mais présentaient un artefact important qui faisait apparaître les pixels originaux par regroupement des nouveaux pixels (voir Fig. 3.2). Ce problème provient sans doute d'un mauvais paramétrage de l'interpolation ou du décalage des images.

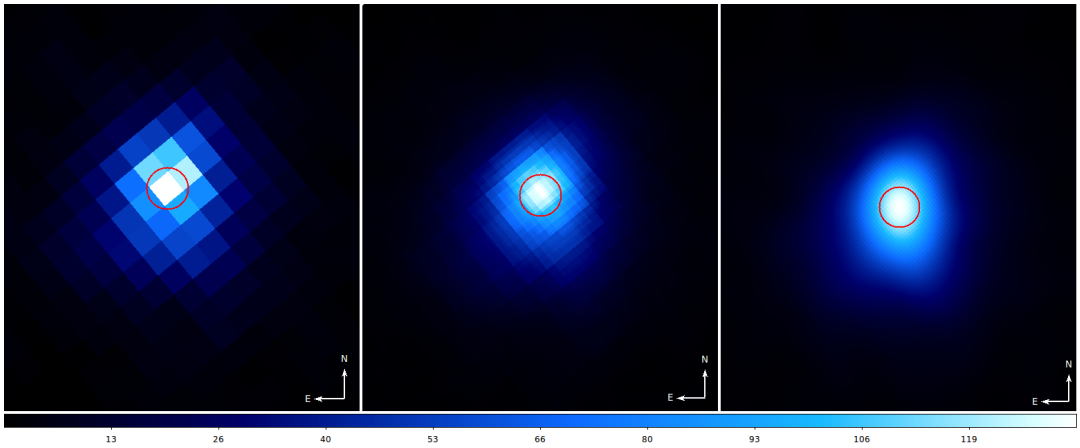

FIGURE 3.2 – Effet du traitement du tramage pour le filtre à bande large à 140 nm. Le cercle rouge correspond à la photosphère de 42 mas de diamètre observée en infrarouge. L'échelle de couleur est linéaire. *Gauche :* image avant traitement. *Centre :* image après le traitement DrizzlePac. *Droite :* image après le traitement que nous avons développé.

Pour éviter la boîte noire que constitue la librairie DrizzlePac, nous avons choisi de créer notre propre routine de ré-échantillonnage et assemblage des images. Chaque pixel a été divisé en huit sous-pixels dont les valeurs ont été déterminées par interpolation bi-cubique. Les quatre images ont alors été recentrées et moyennées pour obtenir l'image finale. La comparaison avec une image avant traitement et une image issue de la librairie DrizzlePac permet d'illustrer l'efficacité de cette méthode (Fig. 3.2).

Au cours de ce processus, la contribution du ciel a également été soustraite. Sa valeur a été déterminée en moyennant le flux obtenu sur un anneau entre 50 et 100 pixels par rapport au centre de l'étoile (pris comme étant le pixel le plus brillant du disque).

Déconvolution

Les traitements présentés jusqu'à présent ont été effectués sur les images de Bételgeuse mais aussi sur celles de γ Lep, l'étoile utilisée pour échantillonner la FEP, c'est-à-dire la réponse de l'instrument à un point. Un exemple d'image pour Bételgeuse et γ Lep est donné en Fig. 3.3 Cette étoile a un diamètre apparent de 0,61 mas (R = 1,18 $R_\odot$ et d =

[3] http://www.stsci.edu/institute/software_hardware/stsdas/download-stsdas
[4] http://www.stsci.edu/institute/software_hardware/pyraf/

9,0 pc, Rhee et al. 2007) et est suffisamment petite pour ne pas être résolue par le HST. Les images ont donc été déconvoluées à l'aide de la fonction `Lucy` de l'environnement IRAF qui utilise l'algorithme Lucy-Richardson (Lucy 1974).

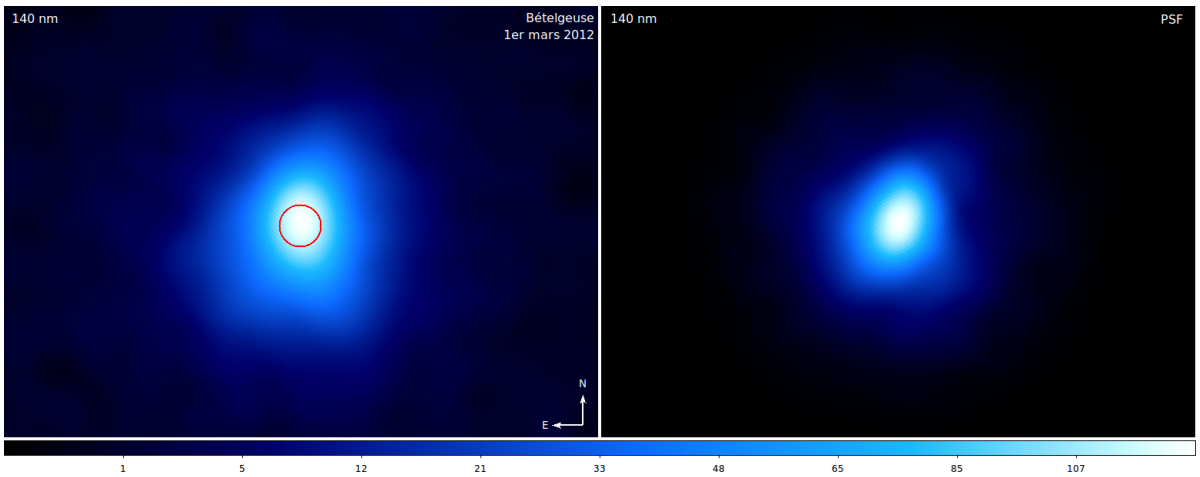

FIGURE 3.3 – Images de Bételgeuse (*gauche*) et de sa FEP (*PSF, droite*) après traitement du tramage. La photosphère de Bételgeuse à 42 mas de diamètre est représentée par un cercle rouge.

Pour que la déconvolution soit efficace, il faut que la FEP ne comporte aucun artefact. Pour cela, nous avons appliqué un masque à bords gaussiens sur l'image de γ LEP : la carte du masque a pour valeur 0 sauf pour un disque de transmission 1 et de rayon 50 pixels convolué par une gaussienne pour adoucir la transition (voir Fig. 3.4).

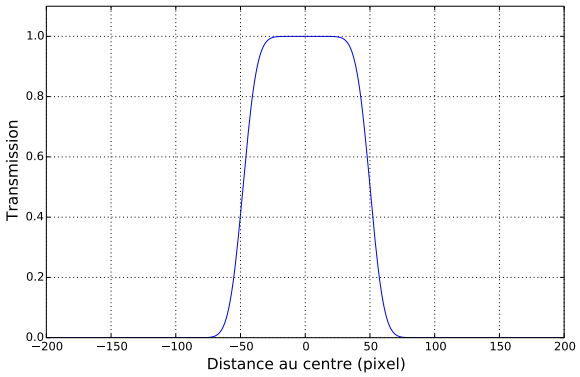

FIGURE 3.4 – Coupe du masque à bord gaussien appliqué sur les images de la FEP.

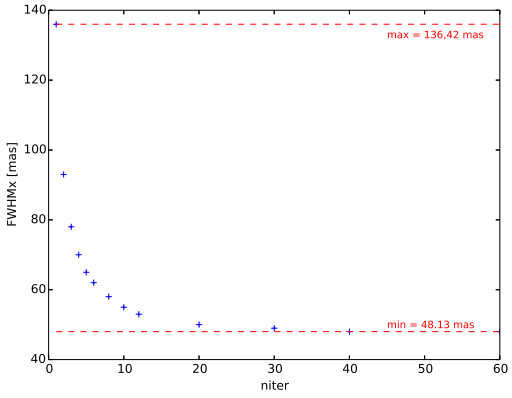

FIGURE 3.5 – Largeur à mi-hauteur de la gaussienne ajustant le disque de Bételgeuse en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme de déconvolution.

Habituellement l'algorithme de Lucy-Richardson utilise les caractéristiques du bruit de l'image pour déterminer la convergence du processus. Cependant, en raison de l'assemblage des images décalées, cette méthode ne fonctionne pas : le bruit est trop réduit. Nous avons donc déterminé la qualité de la convergence à partir de la taille de l'étoile calculée par ajustement d'une gaussienne à deux dimensions sur les images. La largeur

à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) décroît à chaque itération pour converger vers la valeur de 48 mas (Fig. 3.5). Au delà de douze itérations, l'image présente des artefacts (déformations du disque central). Huit à dix itérations de l'algorithme représentent un bon compromis.

Étalonnage photométrique

L'étalonnage des données STIS s'effectue grâce à l'en-tête du fichier FITS (*Flexible Image Transport System*, Système Flexible de Transport d'Image) qui contient le facteur de conversion (photflam) des coups reçus sur le détecteur en unités physiques au temps de pose (t_{exp}) près. La relation à utiliser est alors :

$$F_{\text{Etalonné}} = F_{\text{Mesuré}} \times \frac{\text{photflam}}{t_{\text{exp}}} \tag{3.1}$$

Après l'application de cet étalonnage photométrique, les données sont complètement réduites et étalonnées, c'est-à-dire utilisables pour une analyse. Ces images sont représentées en Fig. 3.6.

3.2.3 Analyse des données STIS

Remarques préliminaires

La Fig. 3.6 présentant les images HST/STIS appelle plusieurs commentaires. Tout d'abord, l'étoile apparaît bien plus grande en filtre étroit Ly-*alpha* que dans les filtres à bande large. Ceci est dû au fait que l'émission en Ly-α permet de détecter l'enveloppe d'hydrogène de l'étoile qui est plus étendue que la photosphère ou même la chromosphère de l'étoile.

Pour les filtres à bande large, on constate une élongation Nord-Sud de la chromosphère. Celle-ci semble plus étendue à 140 nm qu'à 263 nm. On constate sur ces deux filtres qu'entre le 1$^{\text{er}}$ et le 19 mars, l'environnement de l'étoile a subi une contraction alors que le 30 janvier 2013 la chromosphère s'étend encore plus loin qu'au 1$^{\text{er}}$ mars 2012. L'image à 140 nm prise en 2013 est d'ailleurs très significative.

Enfin, on constate une diminution de luminosité entre 2012 et 2013 en Ly-α et à 140 nm mais pas à 263 nm.

Variabilité photométrique

Pour mesurer le flux de Bételgeuse dans les différents filtres, nous allons considérer que l'ensemble des structures observées liées à l'étoile est contenu dans un champ de 300 mas de rayon à partir du centre de l'étoile. Le flux dans ce disque est sommé et représenté en fonction du temps sur la Fig. 3.7. Dans les filtres à bande large, on constate une diminution du flux entre le 1$^{\text{er}}$ et le 19 mars 2012. En janvier 2013 le flux est sensiblement le même qu'au 19 mars 2012 avec une légère augmentation sur le filtre à 263 nm. En Ly-α on note une légère décroissance. Les images (Fig. 3.6) semblent montrer une diminution du flux entre le 19 mars 2012 et le 30 janvier 2013 mais l'étude photométrique (Fig. 3.7) indique un flux relativement constant : cela signifie donc que l'étoile centrale apparaît moins lumineuse en 2013 au profit de son environnement.

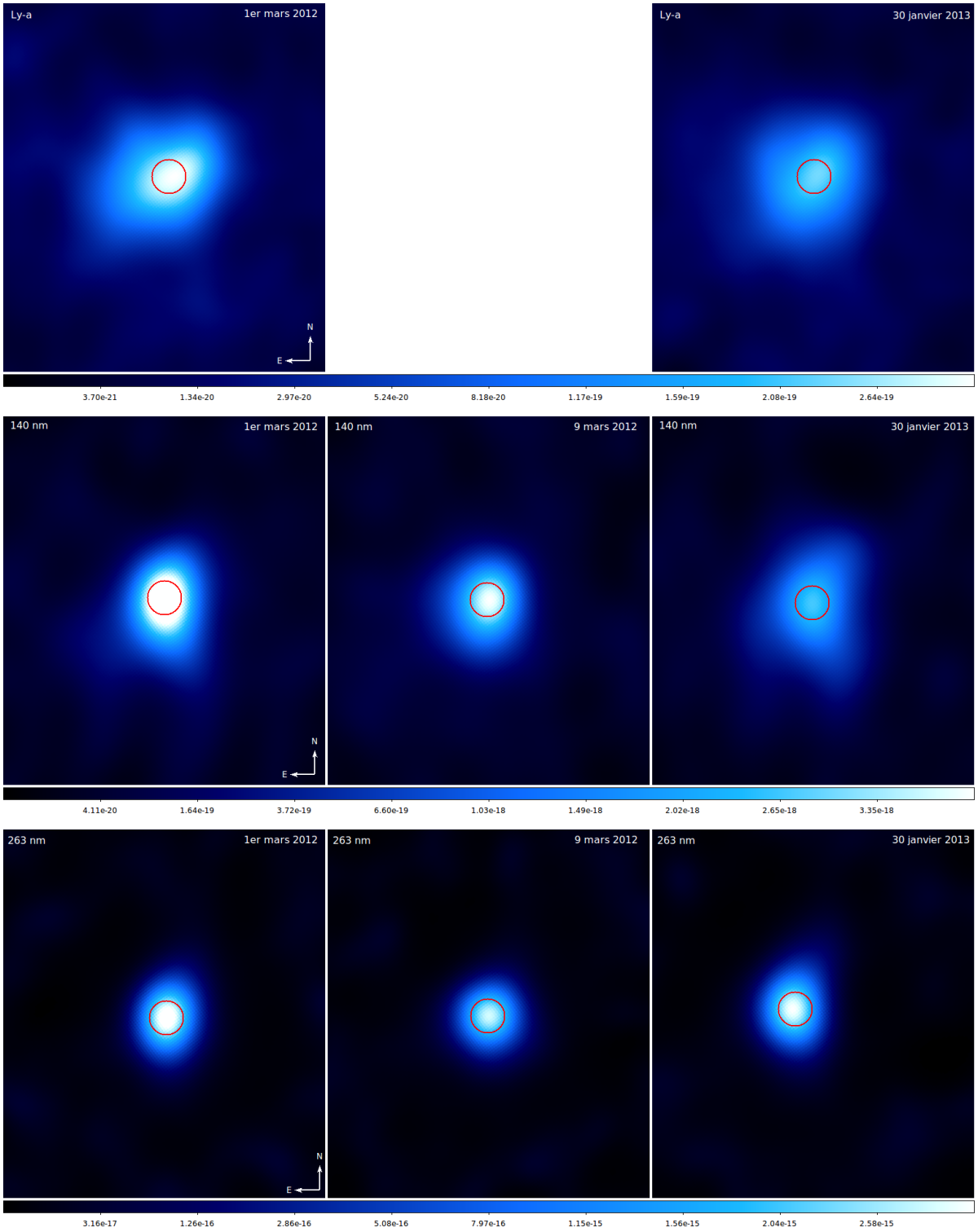

FIGURE 3.6 – Images HST/STIS réduites, déconvoluées et étalonnées. Sur chaque image le cercle rouge correspond à la photopshère infrarouge à 42 mas de diamètre et l'échelle de couleur est en racine carrée. Le filtre Ly-α n'a pas été observé le 19 mars 2012

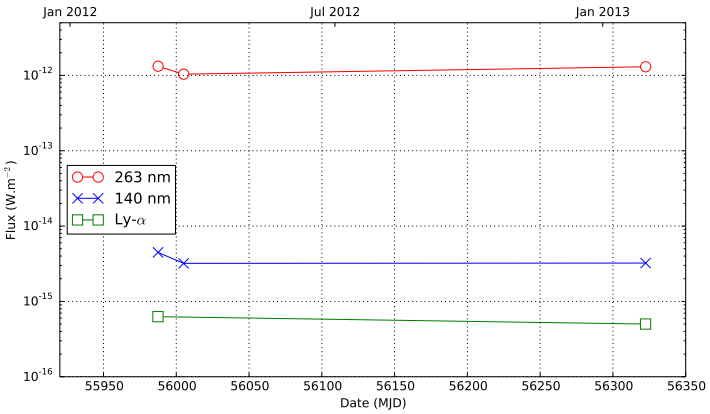

FIGURE 3.7 – Photométrie de Bételgeuse dans les différents filtres utilisés pour les observations HST/STIS. Les carrés verts correspondent au filtre Ly-α, les croix bleues au filtre bande large à 140 nm et les ronds rouges au filtre large à 263 nm.

Il est difficile de pousser l'interprétation plus loin : seuls deux à trois points photométriques sont disponibles. Les données de l'AAVSO[5] couvrent essentiellement la bande V et sont trop dispersées pour qu'il soit possible d'en tirer une conclusion. Seule une comparaison avec les données VLT/NACO sera significative (Sect. 3.3.5)

Étude morphologique

Étant donné l'allure de Bételgeuse sur les images HST/STIS (Fig. 3.6), il n'est pas pertinent d'essayer de déterminer la taille des structures observées en utilisant les modèles classiques de disque uniforme, assombri ou gaussien. L'élongation Nord/Sud en bande large ou Sud-Est/Nord-Ouest en Ly-α nous incite à modéliser les structures observées par une gaussienne allongée suivant une direction libre du plan d'observation. Les paramètres de ce modèle sont l'angle entre le grand axe de la gaussienne et le Nord (0° pour le Nord et 90° pour l'Est), la largeur à mi-hauteur du grand axe (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) et la largeur à mi-hauteur du petit axe. L'ensemble de ces mesures est synthétisé dans la Table 3.2.

Filtre	Époque (DD/MM/AA)	FHWM grand axe (mas)	FWHM petit axe (mas)	Angle (°)
263 nm	01/03/12	$58{,}66 \pm 0{,}01$	$45{,}17 \pm 0{,}01$	$353{,}3 \pm 0{,}1$
	19/03/12	$52{,}65 \pm 0{,}01$	$49{,}68 \pm 0{,}01$	$353{,}0 \pm 0{,}2$
	30/01/13	$62{,}19 \pm 0{,}02$	$48{,}56 \pm 0{,}01$	$346{,}9 \pm 0{,}1$
140 nm	01/03/12	$78{,}51 \pm 0{,}04$	$57{,}17 \pm 0{,}03$	$349{,}3 \pm 0{,}1$
	19/03/12	$75{,}78 \pm 0{,}04$	$63{,}10 \pm 0{,}03$	$352{,}8 \pm 0{,}1$
	30/01/13	$107{,}3 \pm 0{,}1$	$79{,}70 \pm 0{,}05$	$351{,}3 \pm 0{,}1$
Ly-α	01/03/12	$116{,}46 \pm 0{,}08$	$89{,}54 \pm 0{,}06$	$313{,}4 \pm 0{,}1$
	30/01/13	$116{,}97 \pm 0{,}09$	$100{,}98 \pm 0{,}07$	$22{,}44 \pm 0{,}2$

TABLE 3.2 – Paramètres de la meilleure gaussienne avec élongation ajustant le mieux les données HST/STIS de Bételgeuse pour chaque filtre et chaque époque.

[5] http://www.aavso.org

Comme l'analyse préliminaire l'avait indiqué, on constate une contraction de la chromosphère (filtres à bande large) entre le 1er et le 19 mars et surtout les trois filtres révèlent une expansion entre le début de l'année 2012 et le début de l'année 2013. Peut-on y voir la signature d'un accroissement de la perte de masse ? L'expansion peut être liée à une éjection de matière ou à un changement dans l'activité magnétique de l'étoile (des événements qui ne sont peut-être pas indépendants). Il ne faut pas oublier que cette période d'observation coïncide avec l'apparition d'un point chaud au limbe de l'étoile (Chap 2 Sect. 2.3.3). Un tel point chaud en mouvement sur la photosphère infrarouge ne pourrait être expliqué que par la présence d'une cellule de convection géante : cette structure pourrait effectivement provoquer une perte de masse plus importante (Josselin & Plez 2007). La baisse de luminosité de l'étoile s'expliquerait alors par une occultation due à la poussière et/ou le gaz éjectés.

C'est ici que l'approche multi-longueur d'onde et multi-échelle prend tout son sens. Les observations HST/STIS sondent la chromosphère UV : l'enveloppe d'hydrogène dans la raie Ly-α plus étendue que l'environnement chromosphérique vu dans les bandes larges. Si la perte de masse s'est effectivement accrue entre 2012 et 2013 en raison de la présence du point chaud vu en interférométrie infrarouge proche, une contrepartie doit également être visible dans l'environnement de l'étoile à ces plus grandes longueurs d'onde.

3.3 Observations avec VLT/NACO en proche infrarouge

3.3.1 Suivi de l'environnement de Bételgeuse en proche infrarouge

Kervella et al. (2009) ont obtenu les premières images de l'environnement de Bételgeuse en proche infrarouge à la limite de diffraction avec l'instrument VLT/NACO. Depuis notre équipe a reconduit ce programme année après année pour obtenir un ensemble homogène de données du CSE de cette étoile selon un échantillonnage temporel sans précédent.

Cette somme de données n'a pas encore été réduite et analysée dans son intégralité. Je présenterai ici uniquement les observations effectuées le 29 décembre 2011 (ID Prog. : 288.D-5025(B), PI : Kervella) et le 18 janvier 2013 (ID Prog. : 090.D-0662(A), PI : Kervella) qui vont pouvoir être comparées aux observations HST/STIS exécutées simultanément (Sect. 3.2).

L'optique adaptative (OA) NAOS de l'instrument VLT/NACO (Rousset et al. 2003) couplée à la caméra CONICA (Lenzen et al. 1998) permet de s'affranchir des turbulences de l'atmosphère. Le dispositif est installé à l'un des foyers Nasmyth du télescope de 8,2 m de diamètre UT4/Yepun de l'Observatoire du Mont Paranal. Pour figer au mieux la turbulence atmosphérique, la technique du *lucky-imaging* a été utilisée. Pour déterminer la réponse de l'instrument à un point, l'étoile Aldébaran a également été observée. Sa faible taille ($20{,}58 \pm 0{,}03$ mas, Richichi & Roccatagliata 2005) ne lui permet pas d'être résolue par UT4. Les observations ont été effectuées dans les 12 filtres à bande étroite de l'instrument. L'objectif ici étant d'effectuer une comparaison du CSE en infrarouge

proche à ce qui a été observé en UV avec HST/STIS, je ne présenterai que les résultats obtenus sur les filtres centrés à 1,04, 1,08 et 1,26 μm.

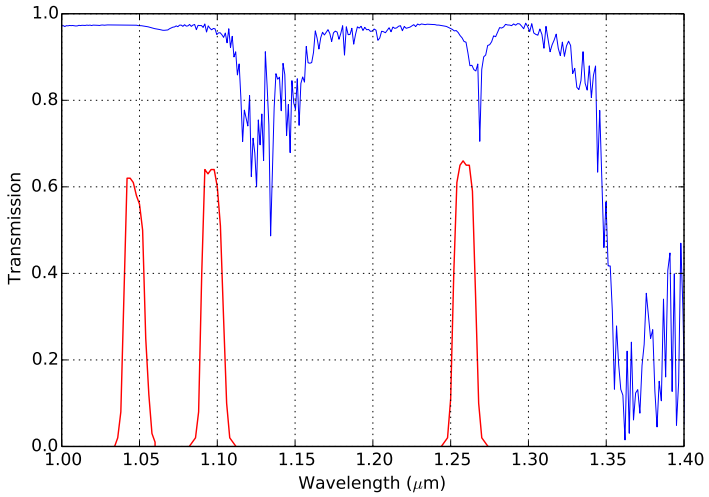

FIGURE 3.8 – Transmission des trois filtres VLT/NACO considérés (*rouge*) et transmission de l'atmosphère terrestre (*bleu*, Lord 1992).

3.3.2 Réduction des données

Les données ont été réduites avec le logiciel développé par P. Kervella pour les observations de Bételgeuse en 2009 (Kervella et al. 2009). L'instrument a été utilisé en mode « Cube » : plusieurs milliers d'images ont été acquises avec un très court temps de pose ($\sim$ 5 ms). Sur chacune de ces images, le déplacement résiduel de l'étoile (*tip-tilt*) est figé ce qui permet d'avoir des images peu affectées par la turbulence.

La technique du lucky-imaging va plus loin : les images sont sélectionnées selon la qualité de la correction de l'OA (l'intensité maximale de l'image est utilisée comme estimateur du rapport de Strehl). Les poses conservées sont recentrées et recadrées (l'étoile et son environnement n'occupent qu'une zone limitée du détecteur). Les corrections cosmétiques (champ plat, courant d'obscurité, mauvais pixels) sont appliquées. Le logiciel de réduction ré-échantillonne alors les images et les recentre à l'échelle sub-pixellaire : cette opération utilise l'effet de basculement de l'atmosphère figé par les courts temps de pose. Les résidus de turbulence atmosphérique ne déplacent pas l'étoile d'un nombre entier de pixels. Le ré-échantillonnage des données permet d'optimiser l'utilisation de l'information acquise par lucky-imaging. Après ce rencentrage fin, les images sont moyennées.

3.3.3 Déconvolution

L'étape de réduction des données nous fournit une image de Bételgeuse dans chacun des filtres utilisés ainsi qu'une image d'Aldébaran qui échantillonne la fonction d'étalement de point (FEP). On constate sur la Fig. 3.9 que les images de Bételgeuse sont déformées par rapport à Aldébaran et plus grandes : une partie du signal est résolue.

Il est aussi intéressant de remarquer que les images de décembre 2011 sont de moins bonne qualité qu'en janvier 2013, qu'il s'agisse de la FEP ou de Bételgeuse. Une consul-

tation des images brutes de 2011 avant le processus de réduction du lucky-imaging nous révèle que le flux des étoiles était plus dispersé sur le capteur. D'après les données atmosphériques de l'ESO[6], les conditions étaient légèrement moins bonnes lors des observations de 2011 (et même très mauvaises durant la seconde moitié de nuit mais nos données avaient déjà été enregistrées). Il se peut que l'optique adaptative ait moins bien fonctionné cette nuit-là.

Ces images sont convoluées par la réponse de l'instrument à un point (les images d'Aldébaran perçue comme un point ne sont pas ponctuelles). Les images de Bételgeuse doivent être déconvoluées. C'est ce que j'ai effectué en utilisant l'algorithme de Lucy-Richardson (Lucy 1974) présent au sein de l'environnement `IRAF`.

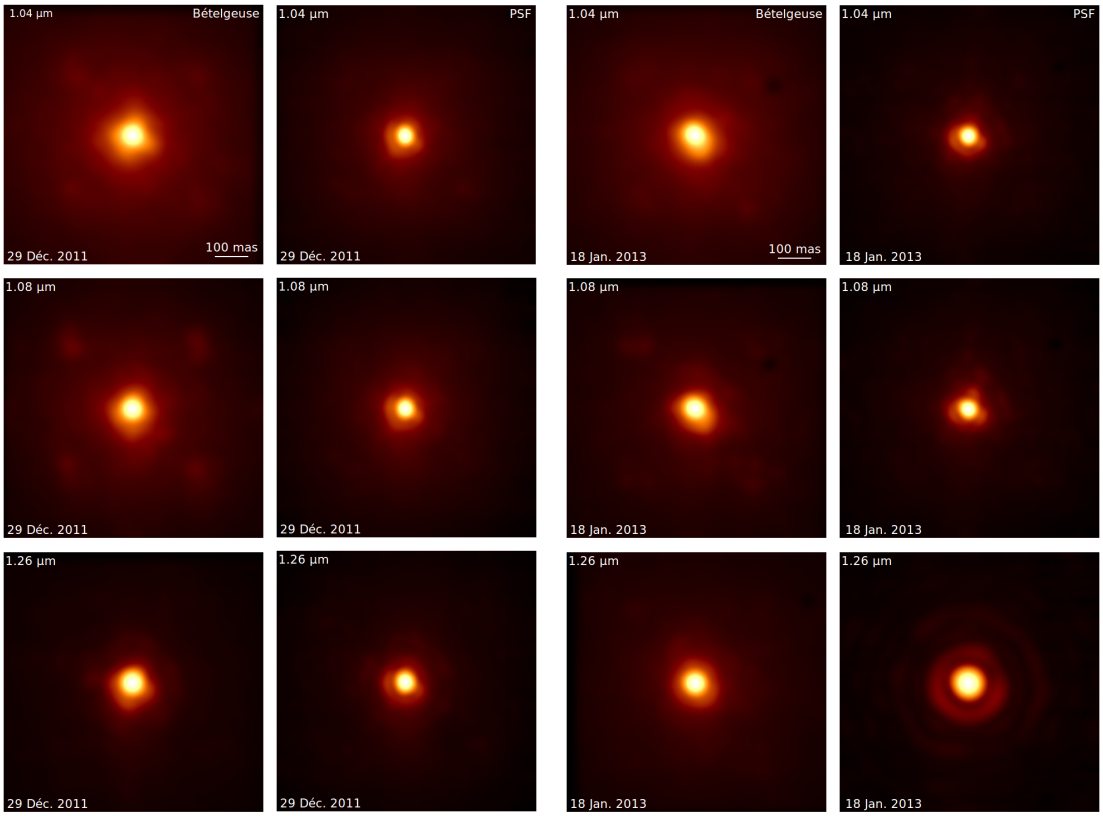

FIGURE 3.9 – Images non-déconvoluées de Bételgeuse ainsi que de l'étoile étalonnant la FEP (*PSF*, Aldébaran) pour les trois filtres à bande étoile de VLT/NACO considérés. L'échelle de couleur est en racine carrée et le Nord est en haut, l'Est à gauche.

3.3.4 Étalonnage photométrique

L'intérêt fondamental de l'utilisation de l'algorithme de Lucy-Richardson est qu'il préserve la photométrie des images (McNeil & Moody 2005). J'ai donc pu utiliser l'étalon de FEP Aldébaran comme étalon photométrique. La relation permettant de déterminer le flux physique $F_{\mathrm{SCI}}^{\mathrm{phys}}$ à partir du flux mesuré par le détecteur $F_{\mathrm{SCI}}^{\mathrm{mes}}$ est :

[6] http://archive.eso.org/asm/ambient-server?site=paranal

$$F_{\rm SCI}^{\rm phys} = \frac{F_{\rm CAL}^{\rm phys}}{F_{\rm CAL}^{\rm mes}} \times F_{\rm SCI}^{\rm mes} \tag{3.2}$$

Le flux mesuré sur les images de l'étalon photométrique $F_{\rm CAL}^{\rm mes}$ a été obtenu par sommation sur un disque de 230 mas de rayon centré sur l'étoile et soustraction de la contribution du ciel sommée sur un anneau compris entre 230 mas et 300 mas de rayon.

Les filtres VLT/NACO ne sont pas des standards photométriques il faut donc calculer le flux physique de l'étalon $F_{\rm CAL}^{\rm phys}$ dans ce système à partir d'une SED (*Spectral Energy Distribution*) mesurée ou théorique. J'ai pour cela utilisé une SED de la grille ATLAS 9[7] (Castelli & Kurucz 2003; Kurucz 2005). J'ai utilisé les paramètres physiques prescrits par Cayrel de Strobel et al. (2001) pour Aldébaran : $T_{\rm eff} = 4000$ K, métallicité solaire, et $\log g = 1{,}5$. Le flux de l'étalon photométrique dans les filtres NACO est alors donné par la relation :

$$F_{\rm NACO}^{\rm phys} = \frac{\int F_{\rm SED}^{\rm phys}(\lambda) T_{\rm NACO}(\lambda)\,{\rm d}\,\lambda}{\int T_{\rm NACO}(\lambda)\,{\rm d}\,\lambda} \tag{3.3}$$

où $T_{\rm NACO}(\lambda)$ est la transmission du filtre considéré en fonction de la longueur d'onde.

Les images déconvoluées et étalonnées pour les deux époques d'observation et les trois filtres à bandes étroites considérées sont présentées en Fig. 3.10.

3.3.5 Comparaison des observations HST/STIS et VLT/NACO

Les observations VLT/NACO mériteraient une analyse dédiée, particulièrement en considérant les douze filtres en bande étroite qui couvrent les bandes J, H et K. Je me contenterai ici de confronter ces observations aux données UV de HST/STIS que nous avons précédemment décrites (Sect. 3.2).

Du point de vue de la morphologie

Étant donné leur forme, il est difficile de rendre compte de l'extension des « panaches » observés par VLT/NACO (Fig. 3.10) en réitérant l'ajustement par une gaussienne allongée utilisé pour les données HST/STIS (Sect. 3.2.3). Cependant leur étendue doit être considérée pour caractériser l'environnement de Bételgeuse en proche infrarouge. Pour réaliser l'objectif simple de cette analyse succincte, je me contenterai d'une approche visuelle, facilitée par l'utilisation des contours des Fig. 3.10 et 3.11 qui indiquent les mêmes niveaux pour les deux époques d'un filtre donné.

Les images à 1,04 et 1,08 μm comportent des artefacts sur leurs bords externes (aux quatre coins). Ils sont visibles avant la déconvolution (Fig. 3.9) et ne doivent pas être considérés. L'image à 1,04 μm du 29 décembre 2011 est sensiblement différente des autres observations : des extensions sont visibles aux quatre points cardinaux et plus intensément à l'Est. Un tel comportement est inattendu : les filtres à 1,04 et 1,08 μm explorant des domaines de longueur d'onde similaires, ils devraient montrer un environnement relativement identique (Kervella et al. 2009). C'est d'ailleurs le cas sur les observations

[7] http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/castelli_kurucz_atlas.html

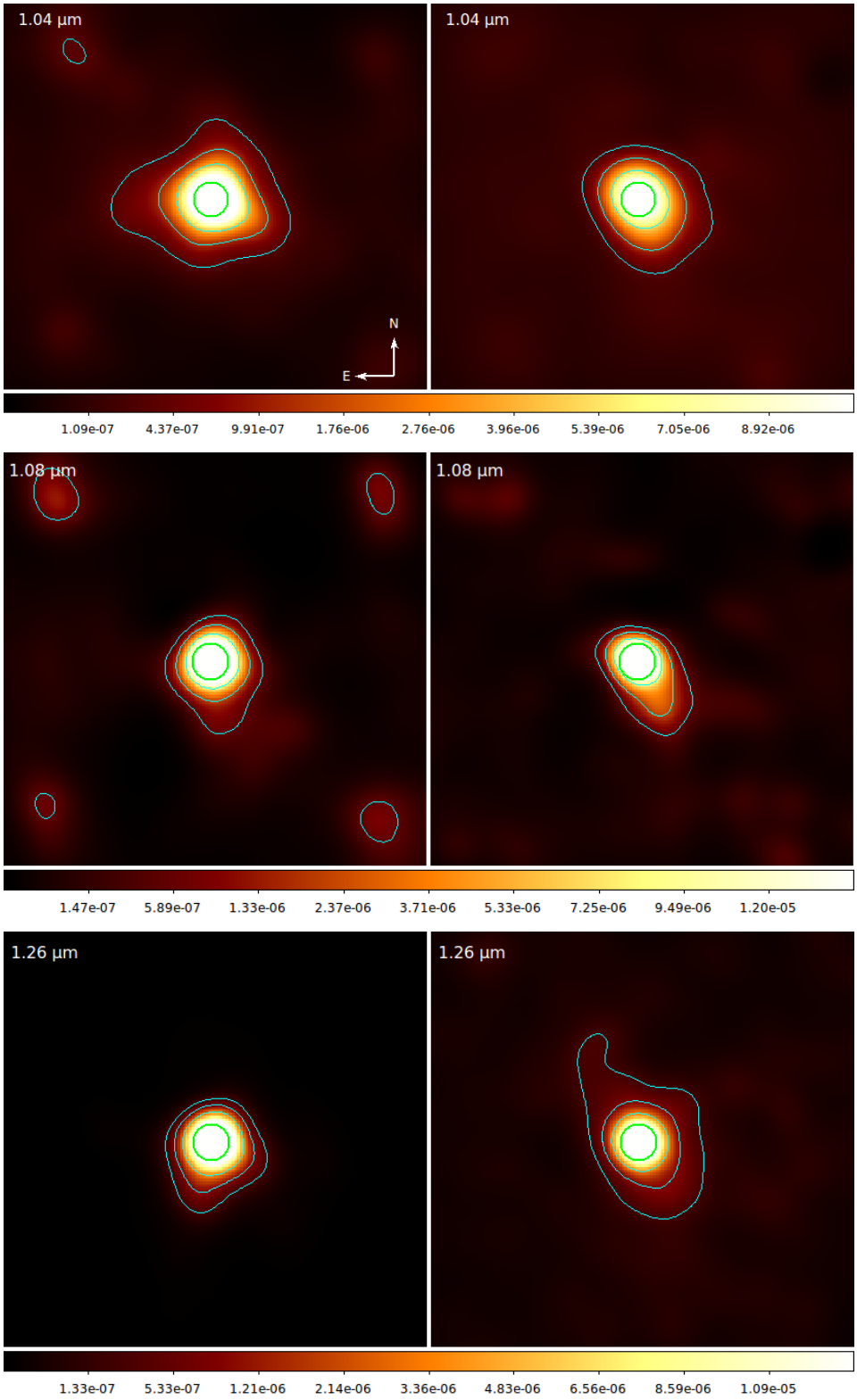

FIGURE 3.10 – Images déconvoluées et étalonnées photométriquement de Bételgeuse pour les trois filtres VLT/NACO considérés. Le cercle vert correspond à la photosphère infrarouge de 42 mas de diamètre. Les contours bleus décroissent d'un facteur 4 entre chaque niveau et correspondent aux mêmes valeurs pour un même filtre (Plus bas contour à 1,04 μm : 3×10^{-7} W.m^{-2}.μm^{-1}.arcsec ; à 1,08 μm : 5×10^{-7} W.m^{-2}.μm^{-1}.arcsec ; à 1,26 μm : $2{,}19 \times 10^{-7}$ W.m^{-2}.μm^{-1}.arcsec). *Gauche :* 29 décembre 2011. *Droite :* 18 janvier 2013.

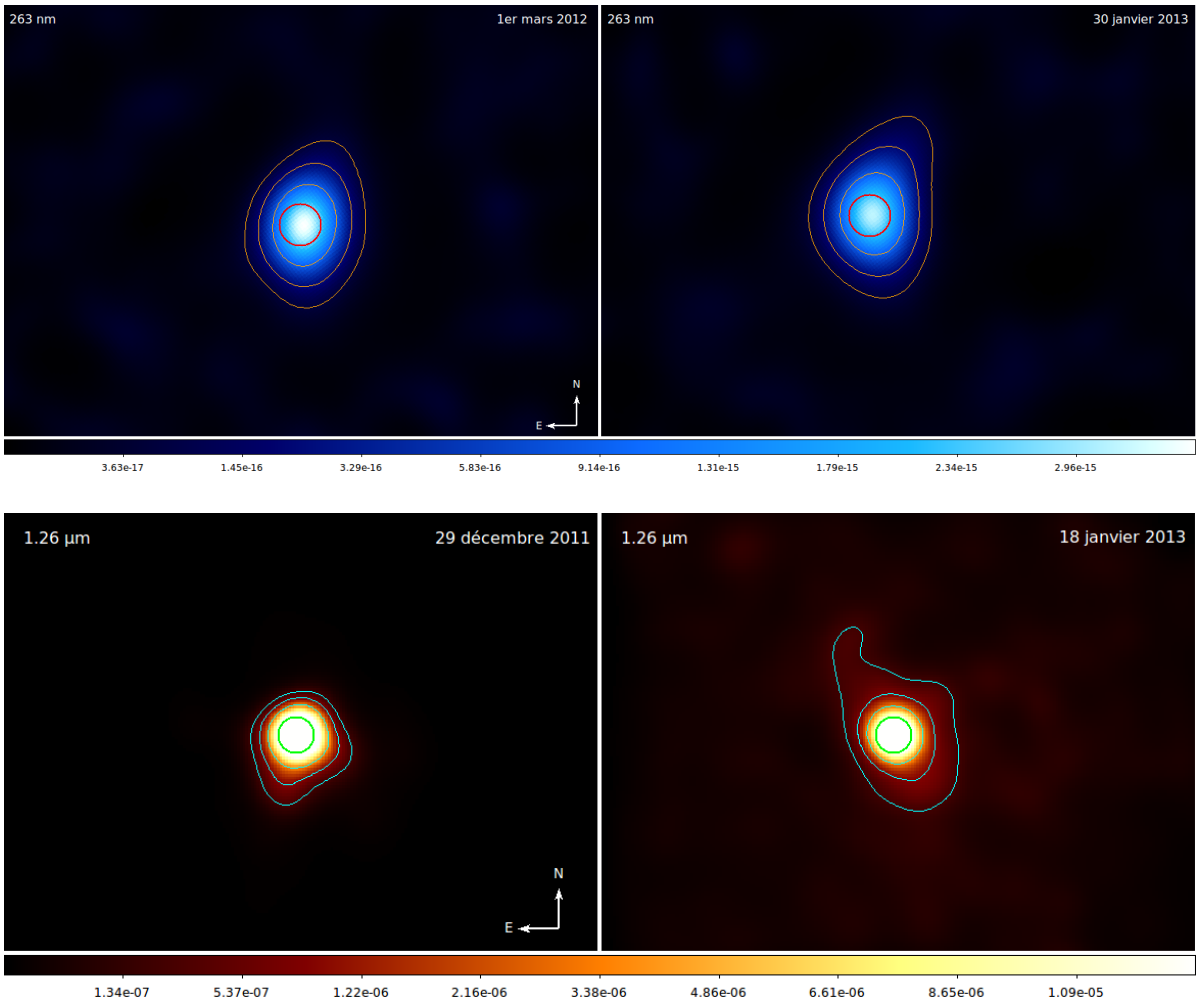

FIGURE 3.11 – Comparaison des observations HST/STIS (*haut*) et des observations VLT/NACO (*bas*). Les cercles rouges et verts correspondent à la photosphère de 42 mas de diamètre. Les contours sont décroissants d'un facteur 4 entre chaque niveau. Les contours orange d'une part et bleus d'autre part correspondent aux mêmes niveaux pour un même filtre à deux époques différentes.

du 18 janvier 2013. Faute d'autres éléments et sachant la qualité moyenne de la nuit en question, il semble préférable de ne pas tenir compte du filtre à 1,04 μm pour les observations du 29 décembre 2011.

Les deux filtres restants montrent une extension au Sud le 29 décembre 2011, se déployant vers le Sud-Est jusqu'à 85 mas du centre de l'étoile (pour la dernière ligne de niveau). Le 18 janvier 2013, une structure identique est visible au Sud-Ouest cette fois, la même ligne de niveau est à 92 mas du centre de l'étoile. Une extension similaire est discernable sur les observations HST/STIS, au Sud et pointant vers le Sud-Ouest au 1er mars 2012 et étant nettement Sud-Ouest en janvier 2013. Il pourrait s'agir de la même structure, un panache de matière éjectée, faisant mouvement vers le Sud-Ouest ou dont la course est infléchie par une cause extérieure (rotation de l'étoile, champ magnétique). Remarquons que pour les observations UV, la ligne de niveau située à 80 mas du centre de l'étoile en 2012 reste à 82 mas en 2013.

L'élément le plus remarquable en janvier 2013 est l'extension visible au Nord de l'étoile ou plus précisément *les* extensions (Fig. 3.11). Avec VLT/NACO à 1,26 μm un nouveau panache apparaît au Nord-Est de l'étoile, avec HST/STIS à 263 nm une structure semblable est cette fois visible au Nord-Ouest. Rien ne suggère qu'une de ces deux observations soit un artefact. Comment expliquer qu'à 12 jours d'intervalle les deux instruments observent une telle différence à plus de 100 mas de l'étoile ? L'interprétation la plus satisfaisante est qu'une éjection de matière a bien eu lieu au niveau de l'étoile et que celle-ci n'a pas été homogène, plus particulièrement, du gaz avec différentes propriétés a pu partir dans différentes directions. Le gaz étant vu en émission, les différences peuvent provenir de la composition ou de la température des matériaux. En UV, l'extension est visible à 140 nm et 263 nm alors que l'enveloppe d'hydrogène en Ly-α reste assez stable morphologiquement. En infrarouge, l'extension Nord-Est n'est visible qu'à 1,26 μm. L'identification de l'émission du CSE en proche infrarouge s'est déjà révélée difficile (Kervella et al. 2009) même si la molécule CN était une bonne candidate pour l'absorption devant la photosphère. Des mesures spectroscopiques semblent nécessaires pour déterminer la nature des matériaux observés.

Comparaison photométrique

La photométrie issue de l'observation des trois filtres VLT/NACO sur les deux époques considérées est donnée en Table 3.3.

Filtre (μm)	Flux (10^{-8} W.m^{-2}.μm^{-1}) 29 décembre 2011	18 janvier 2013
1,04	$12{,}4 \pm 0{,}6$	$8{,}39 \pm 0{,}42$
1,08	$11{,}6 \pm 0{,}6$	$8{,}43 \pm 0{,}42$
1,26	$9{,}31 \pm 0{,}47$	$7{,}64 \pm 0{,}38$

TABLE 3.3 – Photométrie issue des observations en bande étroite de Bételgeuse avec VLT/NACO.

Ainsi, la photométrie indique une baisse de flux entre décembre 2011 et janvier 2013, c'est ce qui est également observé en UV entre mars le 1er mars 2012 et le 30 janvier 2013 (Fig. 3.7). Cette baisse de luminosité serait cohérente avec une émission de matière depuis l'étoile qui obscurcirait la photosphère.

Bilan

Nos observations HST/STIS et VLT/NACO nous permettent d'observer l'environnement de Bételgeuse. Pour la première fois, cette région du voisinage de l'étoile est observée simultanément en infrarouge et en ultraviolet à deux époques différentes. Ces données nous permettent d'obtenir un suivi temporel de l'étoile et de mieux interpréter les observations individuelles.

Des extensions sont visibles sur les images dans les deux domaines spectraux. Étonnement, les observations HST/STIS nous montrent que des évolutions ont lieu dans la chromosphère à l'échelle du mois. L'enveloppe d'hydrogène vue en Ly-α est quant à elle stable morphologiquement mais subit une diminution de flux à l'échelle d'un an. Entre

2012 et 2013, cette baisse de flux est aussi discernable ainsi qu'une extension de l'environnement dans les filtres à bande large. C'est ce que semblent corroborer les observations VLT/NACO en proche infrarouge même si un panache émis au Nord-Est par l'étoile visible à 1,26 μm n'a aucune contrepartie, y compris dans les autres filtres considérés de l'instrument VLT/NACO.

Il serait intéressant d'avoir des données photométriques contemporaines de ces observations malheureusement les observations de l'AAVSO (*American Association of Variable Stars Observers*) sont trop bruitées pour être exploitables.

L'expulsion de matière pourrait être associée à un épisode plus important de perte de masse qui pourrait être causé par le point chaud détecté en interférométrie infrarouge (Chap 2 Sect. 2.3.3). Seule l'analyse à plusieurs longueurs d'onde et plusieurs échelles permet d'assembler les pièces du puzzle. Cet ensemble d'observations simultanées est un outil précieux pour comprendre la perte de masse. L'étude des observations HST/STIS et VLT/NACO n'en est qu'au stade préliminaire. Elles semblent pour l'instant indiquer que les différentes structures observées dans l'environnement de l'étoile (panaches, points brillants) seraient effectivement liées à un épisode plus important de perte de masse, directement relié à la présence d'une cellule convective géante (dont le rayon et voisin du rayon stellaire) au niveau de la photosphère.

4

Vers le milieu interstellaire...

Sommaire

4.1 Résultats précédents 98

4.1.1 La formation de la poussière 98

4.1.2 L'enveloppe gazeuse 99

4.2 Futures observations 101

4.2.1 Observations ALMA 101

4.2.2 Observations avec l'interféromètre du Plateau de Bures . . . 102

4.1 Résultats précédents

Nous l'avons vu, Bételgeuse est la supergéante rouge la plus étudiée de par sa proximité (197 ± 45 pc, Harper et al. 2008) qui lui confère un des plus grands diamètres apparents du ciel ($\sim$ 42 mas, voir Chap. 2). Cette caractéristique rend observable de nombreux détails de son environnement circumstellaire (CSE) ce qui explique le fait qu'elle a été si souvent la cible d'observations qui ont soulevé autant de nouvelles questions. Il n'existe toujours pas de scénario cohérent permettant d'expliquer son importante perte de masse de la photosphère au milieu interstellaire.

Jusqu'à présent nous avons exploré la photosphère (Chap. 2) et l'environnement proche de l'étoile (Chap. 3) en ultraviolet et proche infrarouge. Le but principal de ces observations était de caractériser le processus déclenchant la perte de masse. Au cours de ce chapitre, nous allons explorer le CSE plus lointain jusqu'à la frontière avec le milieu interstellaire (MIS), c'est-à-dire la zone d'expansion du gaz et de condensation de la poussière.

4.1.1 La formation de la poussière

La question de la condensation de la poussière dans l'environnement des étoiles supergéantes rouges (RSG, *Red SuperGiant*) est complexe. Verhoelst et al. (2009) ont mené une étude approfondie du vent émis par un échantillon de 27 RSG à partir de spectres ISO-SWS. Ils en ont conclu que des similarités de composition entre les étoiles RSG et ce qui est observé autour des étoiles de la Branche Asymptotique des Géantes (AGB, *Asymptotic Giant Branch*) existent (importante abondance d'oxydes métalliques, faible présence de silicates). Cependant ils ont également déterminé d'importantes différences : la pente des SED (*Spectral Energy Distribution*) ne peut être expliquée que par une source continue d'opacité, seules des bandes moléculaires de molécules diatomiques sont observées et l'environnement de certaines étoiles de l'échantillon semblent contenir des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*). Ces molécules sont également observées autour des étoiles AGB (Smolders et al. 2010). Autour des RSG, elles seraient issues de l'activité chromosphérique des étoiles.

Ainsi comme nous l'avons vu au Chap. 1 Sect. 1.1, l'analogie selon laquelle les RSG pourraient être perçues comme des variantes plus massive des étoiles AGB souffre de nombreuses lacunes : l'absence de pulsation, la température effective plus élevée et la présence d'une chromosphère créent d'importantes différences qui modifient les mécanismes de la perte de masse. L'environnement des étoiles AGB est, quant à lui, conditionné par leurs *pulses* qui créent des zones de choc et favorisent le flux de matière.

Suite aux observations de la MOLsphère de Bételgeuse (Tsuji 2000; Perrin et al. 2004a), Verhoelst et al. (2006) ont réinterprété les données ISO-SWS en incluant une photosphère, une couche moléculaire et une couche de poussière dans leur modèle. Ils ont démontré qu'une source d'opacité supplémentaire était nécessaire pour rendre compte des observations et que celle-ci n'était sans doute pas moléculaire ou chromosphérique et ont suggéré la présence d'alumine (Al_2O_3) amorphe. Ces grains constitueraient des noyaux de condensation pour la formation d'autres espèces de poussière et joueraient donc un rôle crucial dans l'évolution de la composition du vent stellaire de l'étoile. SiO a également été suggéré par Perrin et al. (2007) pour rendre compte d'observations

VLTI/MIDI de la MOLsphere de l'étoile. Cependant Teyssier et al. (2012) ne détectent pas ses raies dans les observations d'Herschel. De manière encore plus surprenante, si seules quelques molécules (CO, H_2O et OH) ont été détectées dans l'environnement proche de Bételgeuse, ce sont quinze espèces moléculaires qui sont identifiées dans le vent de VY CMa (Cherchneff 2013).

Selon ces auteurs, la séquence de condensation de la poussière dans les environnements d'étoiles évoluées demeure ainsi peu comprise. En particulier, pour les RSG, deux types d'étoiles existent : dans le cas de VY CMa, l'environnement est riche en molécules, le vent stellaire est massif et la poussière joue probablement un rôle dans son déclenchement. Pour Bételgeuse, l'environnement est plus pauvre, plus inhomogène et la source de la perte de masse est inconnue, l'alumine proche de la photosphère étant trop transparente pour initier le mouvement de matière. Dans les deux cas, les mécanismes de formation de la poussière et la région où ils ont lieu restent obscurs.

L'imagerie à la limite de diffraction de l'environnement de Bételgeuse effectuée grâce à l'instrument VLT/VISIR en infrarouge thermique (voir Kervella et al. 2011 et Fig. 1.5) représente un important pas en avant dans la localisation cette zone. Des structures irrégulières ont été observées dans huit filtres de l'instrument. En particulier une couche quasi-circulaire est observable à 0,75" de l'étoile (soit $\sim$ 35 $R_\star$). Étant donné ses caractéristiques photométriques, cette structure peut être perçue comme un possible lieu de condensation de la poussière. Il aurait été intéressant d'exécuter à nouveau ces observations pour guetter une éventuelle évolution de l'environnement circumstellaire à ces longueurs d'onde. La demande de temps avait été acceptée (ID Prog. 090.D-0662, PI : Kervella) mais suite à un problème lors de la mise à niveau de l'instrument, celles-ci n'ont pas pu avoir lieu. L'appel à demande de temps pour la période 95 de l'ESO (observations entre avril et septembre 2015) a été émis il y a quelques semaines en août 2014, c'est la première fois depuis la période 90 (octobre 2012 à mars 2013) que l'instrument VISIR est à nouveau proposé. Nul doute que cette fenêtre à haute résolution angulaire vers l'environnement circumstellaire des étoiles évoluées en infrarouge thermique sera rapidement exploitée à nouveau.

4.1.2 L'enveloppe gazeuse

Richards et al. (2013) ont observé la même région autour de l'étoile avec e-MERLIN à une longueur d'onde de 5 cm. Dans ce domaine spectral, les données sont dominées par un disque de 310 mas de diamètre (Fig. 4.1). Cependant des structures sont observables au Sud-Ouest de l'étoile : deux points chauds de 4000-5000 K à 5 $R_\star$ et un arc de matière à 10-15 $R_\star$ dont la température de brillance avoisine les 150 K. Le quart Sud-Ouest de l'étoile semble être une région privilégiée de sa perte de masse sur la période 2009-2012 (voir Kervella et al. 2009, 2011 et Chap. 3). Il est aussi intéressant de remarquer que le pôle de l'étoile suggéré par Uitenbroek et al. (1998) est orienté dans cette direction. Seules des observations régulières à différentes longueurs d'onde pourraient permettre de déterminer si cette similarité de direction est une coïncidence ou non.

Avec les observations CARMA de O'Gorman et al. (2012), ce sont à nouveau des inhomogénéités qui sont observées (Fig. 1.5). Dans la raie de ^{12}CO J=2-1, deux structures avec des vitesses différentes dans la ligne de visée ont été repérées (Bernat et al. 1979). Les observations CARMA ont permis de les caractériser et de les positionner à 4" et 17"

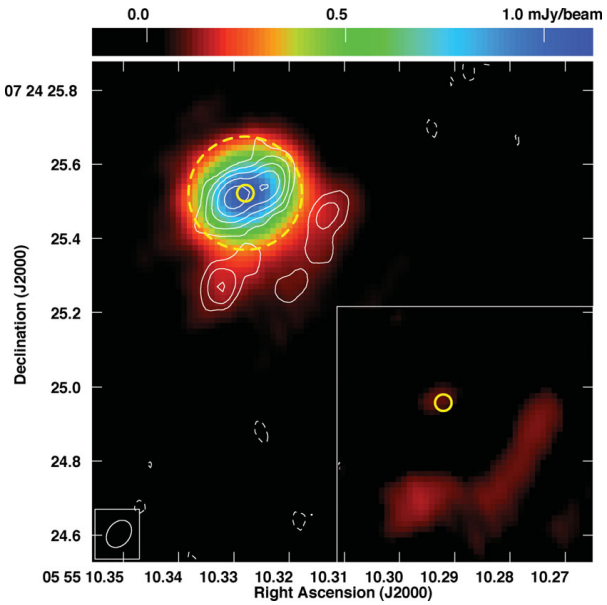

FIGURE 4.1 – Observations e-MERLIN de 2012 (Richards et al. 2013). L'image est optimisée pour être sensible aux structures circumstellaires, la taille du faisceau est de 180 mas avec $\sigma_{\rm rms}$ = 0,027 mJy.beam^{-1}. Les contours représentent les flux à (-1, 1, 2, 4, 8, 16)×0,027 mJy.beam^{-1}. Le cercle jaune continu correspond à la photosphère infrarouge estimée à 45 mas de diamètre. Le cercle pointillé correspond au disque de 310 mas de diamètre à 5 GHz (Lim et al. 1998). L'insert en bas à droite montre l'arc au Sud-Ouest après soustraction de la contribution de l'étoile. L'échelle est identique.

de l'étoile. S'agit-il de restes d'un précédent épisode de perte de masse ?

À la frontière avec le milieu interstellaire, les observations de Decin et al. (2012) ont imagé l'arc de choc de Bételgeuse avec des détails sans précédent à l'aide des instruments PACS et SPIRE de l'Observatoire Spatial Herschel. Cet arc de choc avait déjà été observé avec IRAS (Noriega-Crespo et al. 1997) et AKARI (Ueta et al. 2008). Les observations de Herschel de 70 à 500 μm permettent de mettre en évidence une structure composée de multiple sous-arcs dont la température s'échelonne entre 40 et 140 K. Ces observations pourraient s'expliquer par une perte de masse épisodique et par le champ magnétique présent dans le MIS. L'ensemble arc de choc et étoile est en mouvement vers une barre rectiligne dont la température est similaire et qui pourrait être le bord d'un nuage interstellaire. Mackey et al. (2012) ont proposé qu'il pourrait s'agit de l'ancien arc de choc de l'étoile lorsqu'elle était encore une supergéante bleue mais la barre ne présente absolument aucune courbure. Une contrepartie de l'arc de choc en hydrogène neutre (raie à 21 cm) a aussi été observée par Le Bertre et al. (2012).

Les preuves d'une perte de masse épisodique de la supergéante rouge semblent s'accumuler. Cependant, la question de la condensation de la poussière reste en suspens. Il est également difficile de déterminer si les extensions des structures vers le Sud-Ouest et l'Ouest sont une simple coïncidence car les observations dans différents domaines de longueur d'onde et à différentes échelles sont parfois séparées de plusieurs années (et nous avons vu au Chap. 3 que l'environnement proche de l'étoile est variable à l'échelle de quelques mois). De plus, l'information dynamique est absente des observations optiques. De nouvelles observations ciblant des longueurs d'onde d'intérêt sont nécessaires pour

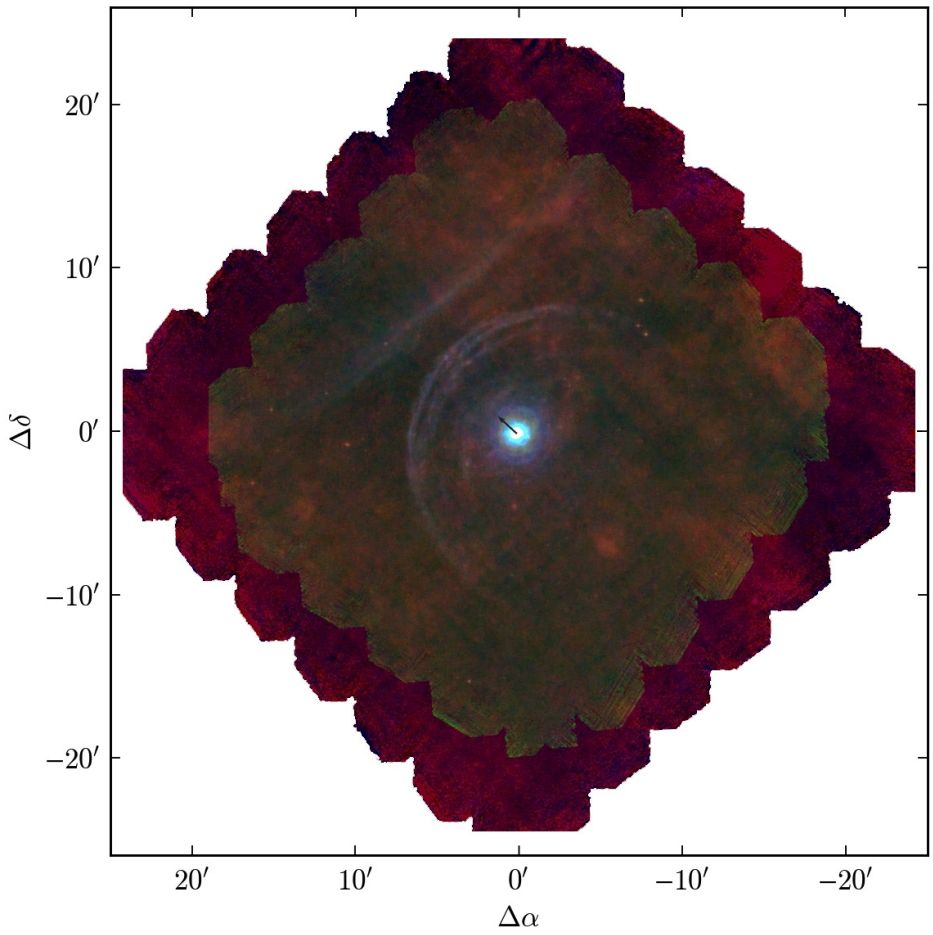

FIGURE 4.2 – Image composite trichrome des observations Herschel/PACS. Le Nord est en haut, l'Est à gauche. Le bleu correspond à l'image à 70 μm, le vert à 100 μm et le rouge à 160 μm. La flèche noire indique le mouvement de l'étoile à travers le MIS. (Decin et al. 2012)

apporter des réponses.

4.2 Futures observations

4.2.1 Observations ALMA

Pour répondre à ces questions, nous avons déposé une demande de temps sur le Cycle 1 de l'instrument ALMA (ID Prog. 2012.1.00327.S, PI : Kervella). La cible de cette observation est la raie de CO J=6-5 à 691 GHz. Le monoxyde de carbone est en effet une molécule particulièrement stable ne participant pas à la condensation de la poussière. C'est le traceur idéal du gaz. ALMA va permettre de combler le vide à $0{,}2 - 0{,}5$" de l'étoile entre les observations VLT/NACO et VLT/VISIR. Les informations sur la structure de la perte de masse et sur sa dynamique fournies par l'imagerie du CO grâce à ALMA seront déterminantes pour la compréhension de ce processus. La résolution spatiale de l'instrument devrait permettre d'atteindre $\sim 0{,}09$" ce qui permettra de résoudre les globules imagés par VISIR (Fig. 4.3).

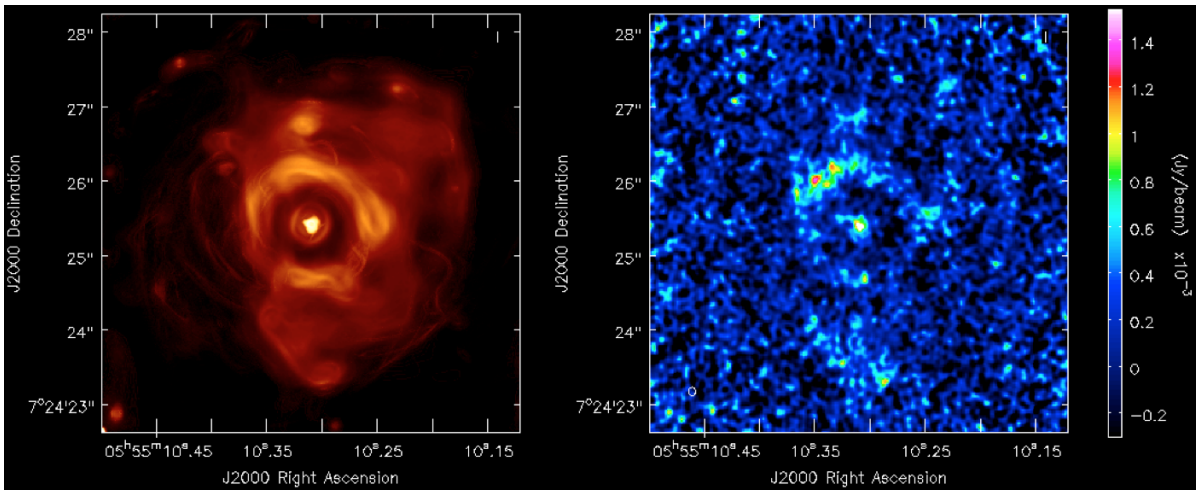

FIGURE 4.3 – Comparaison entre un modèle d'émission des poussières (*gauche*) basé sur les images VLT/VISIR de Kervella et al. (2011) avec une simulation d'observations ALMA (*droite*) basée sur cette même modélisation. Le temps d'intégration est de 2h avec une résolution de 0,09". Le bruit est de 0,25 mJy rms pour un continuum à 6 GHz. Figure réalisée par A. M. S. Richards, Université de Manchester

Les réglages choisis pour les observations ALMA vont aussi permettre l'observation des raies SiO v=1, J=16-15 ; SiO v=0, J-16-15 ; SiS v=0, J=39-38, HCN J=8-7 et HCN $\nu_2 = 1$, J=8-7. La détection de SiS et HCN démontrerait l'importance de l'absence d'équilibre thermochimique. SiO est une molécule censée participer activement à la condensation de la poussière. Son observation permettra donc de localiser les zones de condensation de la poussière car ALMA résoudra la zone critique à 0.5" dans laquelle les modèles prévoient que ce processus a lieu.

Cette demande de temps a été acceptée et est en attente d'exécution. La dernière antenne d'ALMA a été construite à la fin du printemps 2014 et l'observatoire est en train d'être reconfiguré pour passer en configuration étendue. Du retard sur l'exécution des observations était attendu car la construction et la mise en service des antennes est prioritaire. Nous pouvons maintenant espérer une observation prochaine de Bételgeuse avec cet instrument dont les premiers résultats sont déjà spectaculaires.

4.2.2 Observations avec l'interféromètre du Plateau de Bures

Les observations ALMA avec la configuration étendue vont caractériser l'enveloppe interne de CO. Il serait intéressant d'avoir accès à des régions plus éloignées du gaz, en particulier à 5" de l'étoile où il est accéléré vers des zones encore plus lointaines, jusqu'à la frontière avec le MIS où le rayonnement UV interstellaire détruit les molécules.

Pour cela nous avons effectué une demande sur l'Interféromètre du Plateau de Bure (PdBI, *Plateau de Bure Interferometer*) incluant aussi une demande de temps sur l'antenne de 30m du Pico-Veleta pour récupérer l'information des courtes longueurs de base (ID Prog : S14AX, PI : Montargès). Cette demande de temps a été acceptée et devrait être exécutée avant le mois de décembre 2014. L'utilisation des configurations C et D de l'interféromètre (compactes) permettra d'imager l'environnement de Bételgeuse avec une résolution de 1,7 × 1,5".

Nous allons cibler la raie de ^{13}CO J = 2-1 à 220,4 GHz. Bételgeuse a déjà été observée par le PdBI lors du programme COSAS (*CO Survey of late AGB Stars*). Ces observations ont donné lieu à une première publication (Castro-Carrizo et al. 2010) mais Bételgeuse fait partie du second jeu de données. Elle a été observée dans la raie de ^{12}CO J=2-1 et aucune structure définie n'a pu être observée en raison de la trop grande opacité de l'enveloppe dans cette raie (Castro-Carrizo, priv. comm.). C'est pour cette raison que nous allons observer la raie de ^{13}CO dont l'opacité doit être quatre fois moins importante d'après les observations à une antenne déjà effectuées (Bujarrabal et al. 1994; Huggins 1987; Josselin et al. 1998; Le Borgne & Mauron 1989). Ces observations vont nous permettre d'étudier la dynamique et la structure de l'enveloppe gazeuse étendue de Bételgeuse.

Nous allons également observer l'émission thermique de SiO à 130,2 GHz, il s'agit de la raie $\nu = 0$, J=3-2. Cette molécule permettra de sonder les régions de formation de la poussière à 0,5" de l'étoile. Les composés à base de silicium sont alors encore sous forme gazeuse et subissent des accélérations avant leur condensation en poussières. La résolution de 2,5" obtenue avec le PdBI à cette fréquence permettra de rechercher des contreparties aux inhomogénéités vues à de plus courtes longueurs d'onde et caractériser leur mouvement. Cette molécule n'a pas encore été observée dans son émission thermique (Bujarrabal et al. 1994) alors qu'elle a été détectée plus près de l'étoile avec VLT/MIDI (Perrin et al. 2007) et avec SMA (O'Gorman priv. comm.).

Ces observations millimétriques et sub-millimétriques permettront l'exploration à haute résolution angulaire de l'environnement étendu de l'étoile : la zone de condensation de la poussière mais aussi la zone d'accélération du gaz vers le MIS. C'est aussi une région fortement étudiée autour des étoiles AGB et même si ces étoiles sont très différentes des supergéantes rouges comme nous avons pu le voir, une étude comparée de leurs environnements respectifs peut être génératrice de nouvelles approches pour comprendre la perte de masse des RSG.

5

Etude de l'environnement circumstellaire d'une étoile AGB : L_2 Puppis

Sommaire

5.1 La fin de vie des étoiles de type solaire 106
5.1.1 Les différentes géantes rouges 106
5.1.2 Les nébuleuses planétaires 108
5.2 Les précédentes observations de L_2 Puppis 109
5.2.1 Une étoile variable 109
5.2.2 Distance et binarité 109
5.2.3 L'environnement proche 109
5.2.4 Résumé 110
5.3 Photométrie de L_2 Pup 110
5.4 Observations VLT/NACO 111
5.4.1 Le programme Bigstars 111
5.4.2 Réduction et déconvolution des images de L_2 Puppis 112
5.5 Modélisation des images en proche-infrarouge 116
5.5.1 Première interprétation 116
5.5.2 Taille apparente de l'étoile 117
5.5.3 Modélisation du disque 119
5.6 De nouvelles questions... 126
5.6.1 Un disque ou une autre structure ? 126
5.6.2 Le rôle du disque autour des étoiles AGB 126
5.6.3 La question de la boucle et de la binarité du système L_2 Pup 126
5.6.4 Perspectives d'observations de L_2 Pup 127
5.7 Publications 128

Il est maintenant temps de présenter un autre volet de ma thèse sur lequel j'ai travaillé sous l'impulsion de Pierre Kervella. Nous sommes toujours dans le cadre des étoiles évoluées mais cette fois il s'agit d'une étoile de masse inférieure à 10 $M_\odot$ qui se rapproche donc de la voie évolutive du Soleil. Cette étoile se nomme L_2 Puppis (dans la constellation australe de la Poupe) et faisait partie du programme d'observations *Bigstars* initié par Pierre Kervella (Sect. 5.4.1).

Pierre Kervella est premier auteur de l'article *A&A* issu de ce travail (Annexe B) et a mené cette étude. Ma contribution a consisté à effectuer l'étalonnage photométrique des images et à reproduire nos observations de l'environnement circumstellaire à l'aide d'un modèle de transfert radiatif. Je détaillerai ici cette contribution ainsi que les éléments nécessaires à la compréhension des observations et de leur interprétation.

5.1 La fin de vie des étoiles de type solaire

Commençons par faire quelques rappels sur les phases finales de la vie des étoiles de type solaire. Un bref aperçu a déjà été dressé dans le Chap. 1, Sect. 1.1, nous allons ici nous attarder sur les derniers stades de l'évolution stellaire pour une étoile de faible masse ($< 10\ M_\odot$), lorsque l'étoile a quitté la séquence principale mais n'est pas encore une naine blanche. Ces brefs rappels doivent beaucoup à Zeilik & Smith (1987) et Iben (2013).

5.1.1 Les différentes géantes rouges

Alors qu'elle est sur la séquence principale (Fig. 5.1, gauche), une étoile de masse inférieure à 1,3 masses solaires brûle pendant plusieurs milliards d'années de l'hydrogène dans son noyau selon le processus de fusion thermonucléaire dit « chaîne pp » au cours duquel des noyaux d'hydrogène (des protons) fusionnent successivement pour produire de l'hélium et de l'énergie. Pour les étoiles plus massives, l'hydrogène est principalement fusionné au cours du cycle « CNO » qui, comme son nom l'indique, repose sur une réaction catalytique faisant intervenir le carbone, l'azote et l'oxygène. Lorsqu'il n'y a plus assez d'hydrogène dans le noyau de l'étoile (au bout de dix milliards d'années pour une étoile comme le Soleil), le cœur de l'étoile se contracte, produisant suffisamment de chaleur pour que la fusion de l'hydrogène se poursuive à la base de la zone convective de l'étoile : c'est la fusion de l'hydrogène en couche. Plus le cœur se contracte, plus il chauffe la couche d'hydrogène en fusion, accélérant les réactions nucléaires. L'énergie ainsi produite à la base de la zone convective oblige l'étoile à s'étendre de plusieurs dizaines de rayons stellaires pour que la chaleur puisse se dissiper. La plus grande surface de rayonnement fait que la température effective de l'étoile chute de plusieurs milliers de degrés : l'étoile est alors une géante rouge.

Contrairement aux étoiles de la séquence principale, la géante rouge voit sa masse concentrée dans son noyau de quelques rayons terrestres, l'enveloppe est relativement peu dense. Ceci change radicalement la physique du noyau car ayant une température d'environ 50×10^6 K, et étant si dense, il est dorénavant soutenu par la pression de dégénérescence de ses électrons. C'est une manifestation à grande échelle du principe d'exclusion de Pauli au cours de laquelle la physique quantique empêche la matière d'atteindre une plus grande densité : seule la température peut augmenter. Le noyau ne

s'effondre plus sans que de nouvelles réactions nucléaires ne se soient déclenchées, pour un certain temps.

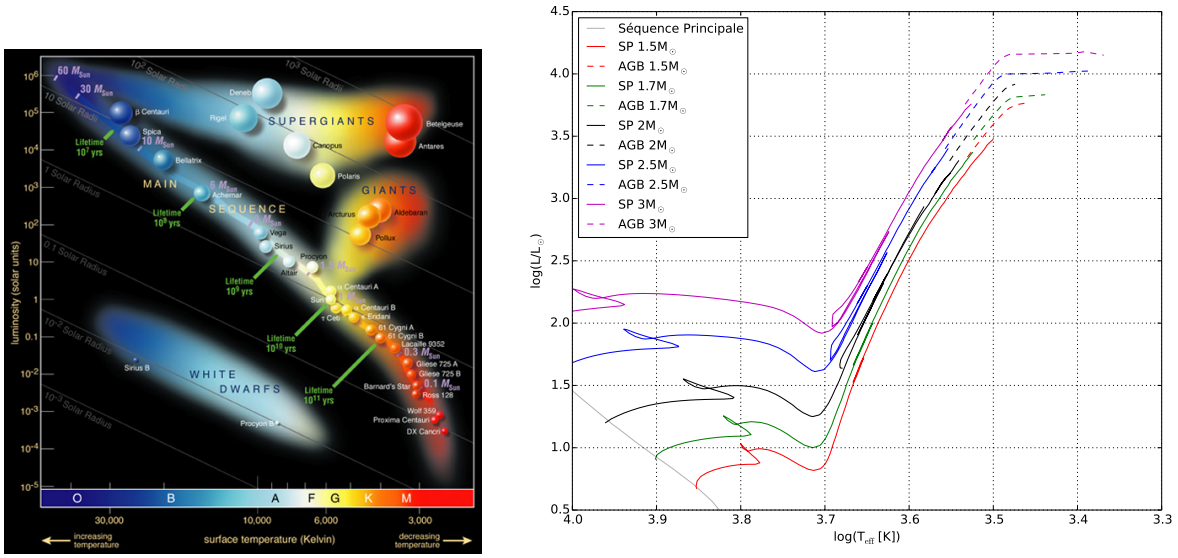

FIGURE 5.1 – *Gauche* : Diagramme HR indiquant la position de plusieurs étoiles remarquables de la Galaxie (Crédits : ESO). *Droite* : Trajet evolutif d'étoiles de type solaire dans le diagramme HR. (Bertelli et al. 2008)

La température du cœur de l'étoile augmentant, elle devient suffisante pour que la fusion des noyaux d'hélium se déclenche selon le processus triple-α : des noyaux d'hélium fusionnent pour donner du béryllium, du carbone, de l'oxygène et de l'énergie. La dégénérescence du noyau de l'étoile évoquée précédemment rend ce processus particulièrement violent : l'énergie dégagée localement à l'initiation de la réaction se propage très vite dans l'ensemble du noyau et celui-ci est rapidement entièrement en fusion. Toujours à cause de la dégénérescence, l'énergie ainsi déployée ne provoque pas immédiatement l'expansion du cœur d'étoile mais la croissance de sa température, augmentant le taux de réactions triple-α. Cette réaction en chaîne est *le flash de l'hélium*.

Au bout de quelques secondes, la température dépasse les 350 millions de Kelvin, le noyau de l'étoile est alors non-dégénéré et s'étend rapidement mais rien n'est visible de l'extérieur car le plasma d'hydrogène de l'enveloppe amortit l'expansion. On observe cependant une augmentation de la température effective de l'étoile en raison du surplus d'énergie produit. À luminosité relativement constante, l'étoile migre vers la gauche du diagramme HR, elle est alors sur *la branche horizontale des géantes* (ou sur le « *clump* » selon la métallicité de l'étoile).

Le scénario rencontré précédemment pour l'hydrogène se répète alors : l'hélium au cœur de l'étoile s'épuise provoquant alors la contraction de l'étoile ce qui dégage suffisamment de chaleur pour que l'hélium en couche puisse fusionner. L'étoile est alors plus lumineuse et plus rouge que sur la branche horizontale des géantes, c'est une jeune étoile de la *branche asymptotique des géantes* (AGB, *Asymptotic Giant Branch*).

Lorsque cette première couche d'hélium a cessé de fusionner, les événements violents vont s'enchaîner : après une brève contraction, une couche d'hydrogène va commencer à fusionner en hélium, augmentant la pression et la température des couches inférieures constituées d'hélium. Lorsque la température critique est atteinte, la couche inférieure

subit une brusque fusion suite au processus triple-α décrit précédemment. Ce surplus d'énergie à dissiper provoque une expansion temporaire de l'étoile : c'est un *pulse*[1] thermique. L'hélium de la couche n'est pas entièrement consommé en un seul flash mais est fusionné progressivement après le violent allumage. Lorsque l'hélium est épuisé, l'étoile se contracte et l'hydrogène brûle à nouveau en couche jusqu'à ce qu'un autre *pulse* ait lieu, et ainsi de suite. Dans cette phase pulsante d'étoile AGB un puissant vent stellaire associé aux *pulses* cause une importante perte de masse : la matière qui s'échappe ainsi se refroidit en s'éloignant de l'étoile, elle forme des molécules et de la poussière. Enchaînant les *pulses*, l'étoile perd jusqu'aux trois quarts de sa masse au cours de la phase AGB. Ces *pulses* sont séparés par des intervalles de plusieurs milliers d'années au minimum et sont à dissocier des oscillations des étoiles de types Mira dont la période est voisine de l'année et qui sont physiquement très différentes.

5.1.2 Les nébuleuses planétaires

Il reste si peu de matière dans l'enveloppe de l'étoile que le cœur dégénéré de carbone et d'oxygène apparaît : il s'agit de la naine blanche. La matière éjectée par l'étoile et excitée par le rayonnement de la naine blanche forme une nébuleuse planétaire dont deux exemples sont représentés en Figure 5.2.

FIGURE 5.2 – Nébuleuses planétaires vues par le Télescope Spatial Hubble. *Gauche* : M57, la nébuleuse de la Lyre. *Droite* : Mz3, la nébuleuse de la fourmi

Le but n'est pas ici de faire un descriptif complet de l'environnement des nébuleuses planétaires tant celles-ci peuvent être différentes (ce qui les rend très prisées des astrophotographes amateurs). On pourra noter qu'une des différences principales, bien visible sur les exemples choisis en Figure 5.2, est la morphologie. Lors des pulsations de l'étoile AGB, on attend une perte de masse homogène telle qu'elle est visible pour la nébuleuse de la Lyre, cependant la nébuleuse de la Fourmi présente une structure bipolaire qui est aussi observée sur d'autres objets.

L_2 Puppis est une étoile évoluée d'une masse légèrement supérieure à celle du Soleil. Elle n'est pas encore devenue une nébuleuse planétaire mais son étude que nous allons développer dans ce chapitre à partir d'observations VLT/NACO apporte de nouvelles informations sur l'évolution de ce type d'étoiles.

[1]Pour éviter toute ambiguïté, je préfère utiliser le terme anglais

5.2 Les précédentes observations de L_2 Puppis

L_2 Puppis aussi appelée en abrégé L_2 Pup est une étoile de l'hémisphère austral dans la constellation de la Poupe. Son type spectral est M5III et correspond à une température effective de 3500 K. Sa luminosité est de 1500 $L_\odot$. C'est une étoile AGB.

5.2.1 Une étoile variable

Très tôt L_2 Pup fut cataloguée comme étant une étoile variable : dès 1872 par Gould (Cannon 1907). Une période de 140,15 jours fut estimée par Roberts (1893) et également adoptée par Cannon (1907). Cette valeur est corrigée à 140,6 jours dans le Catalogue Général des Étoiles Variables (Samus et al. 2009).

Bedding et al. (2002) ont effectué une analyse détaillée de la variabilité de L_2 Pup. Il en ressort que la période de 140 jours est restée relativement constante au cours du XX$^{\text{ème}}$ siècle. L'événement principal est une forte diminution de luminosité intervenue au cours des années 90, les auteurs attribuent cela à une formation de poussière en raison du maintien de la période de 140 jours qui indique un rayon constant et non une variation de luminosité et température : L_2 Pup étant une étoile riche en oxygène et non en carbone, ce type d'extinction est assez rare. Ils estiment que la formation de poussière est continue autour de l'étoile mais inhomogène et dans le cas présent elle a eu lieu dans la ligne de visée depuis la Terre.

5.2.2 Distance et binarité

D'après van Leeuwen (2007) L_2 Puppis est la plus proche des étoiles de ce type avec une parallaxe $\pi = 15{,}61 \pm 0.99$ mas.

Goldin & Makarov (2007) ont mesuré un déplacement astrométrique de l'étoile à partir des données Hipparcos. Celui-ci a une amplitude de 9,5 mas sur son demi-grand axe et surtout une période de 141 jours tout à fait similaire à la période photométrique. Les auteurs ont interprété ce signal comme étant causé par le mouvement dû à un compagnon trop faible pour être visible. La récente diminution de luminosité du système serait alors expliquée par une extinction du compagnon par la poussière.

Cette configuration est discutée en annexe de Jorissen et al. (2009) et est rejetée par des considérations physiques sur la taille de l'étoile principale du système, la masse des deux étoiles du système et la période photométrique et astrométrique. Ces éléments sont en effet incompatibles : les deux composantes devraient avoir des masses proches des 10 $M_\odot$ ce qui ne correspond pas au type spectral M5III de la composante primaire.

5.2.3 L'environnement proche

Concernant les masers SiO, Gray et al. (2009) prévoyaient une variation de la vitesse du photocentre de leur zone d'émission en raison de chocs car ces processus ont lieu dans une région compacte proche de l'étoile. Plus récemment McIntosh & Indermuehle (2013) ont observé cette variation de vitesse avec une période de 139 jours à nouveau proche de la période photométrique et astrométrique de l'étoile. En conséquence ils l'ont interprétée comme étant une variation de l'illumination ou une distribution non-symétrique

de SiO autour de l'étoile.

Ohnaka (2014a) a observé L_2 Pup avec l'instrument VLT/VISIR en mode spectroscopique. Il a conclu que ses données ne sont pas reproductibles par un modèle MARCS mais il a utilisé une température de 2800 K pour l'étoile centrale, sans doute trop faible pour une étoile de type M5III.

La polarisation de la lumière de l'étoile a également été observée. Magalhaes et al. (1986) ont observé L_2 Pup pendant 3 ans entre 1980 et 1982 et ont également utilisé des observations antérieures effectuées entre 1975-1979. En plus d'une variabilité du signal de polarisation ces auteurs ont mesuré en bande V une direction moyenne de polarisation de $160-170°$ pour un taux de polarisation moyen de $\gamma_V = 5$ %. L'étoile a été observée à nouveau par Serkowski & Shawl (2001) qui ont également noté une forte variabilité de la polarisation de la lumière émise par le système parfois à l'échelle de quelques jours. En infrarouge, Dyck et al. (1971) ont observé de fortes différences de signal dans les bandes J, H, K et L avec des angles de polarisation compris entre 4 et 172° et des taux entre 0,8 et 1,5 %. On peut enfin remarquer les observations faites avec le mode SAMPol de l'instrument VLT/NACO de L_2 Pup qui présentent un signal très important dont un extrait a été publié par Lacour et al. (2011).

5.2.4 Résumé

Pour résumer brièvement cette liste non exhaustive d'observations de L_2 Pup, je tiens à souligner à quel point cet objet est singulier : sa période de 140 jours environ se retrouve à la fois en photométrie, en astrométrie, en vitesse radiale mais aussi dans l'émission de maser SiO. Plusieurs explications sont avancées pour expliquer ces phénomènes mais aucune n'est encore pleinement satisfaisante. Il s'agit de l'étoile AGB la plus proche du Soleil et pourtant elle a été peu observée relativement à Bételgeuse qui est la plus proche des supergéantes rouges (RSG, *Red SuperGiant*).

Je présente ici les images que nous avons obtenues en bandes étroites avec l'instrument VLT/NACO et qui apportent un nouvel éclairage fondamental sur le système de L_2 Pup. Nous verrons qu'elles soulèvent aussi de nouvelles questions.

5.3 Photométrie de L_2 Pup

Pour suivre le comportement de L_2 Pup, nous avons rassemblé un grand nombre d'observations photométriques allant de l'ultraviolet avec le satellite IUE au rayonnement millimétrique avec le satellite Planck. Des observations VLTI/MIDI ont également été utilisées, la partie continue de leur domaine spectral (à 8 μm) donne une taille angulaire pour l'objet observé d'environ 22 mas proche de la modélisation des observations VINCI décrites en Sect. 5.5.2 si l'on considère la variabilité de l'étoile et la contribution de la composante étendue du système (le disque). Pour des longueurs d'onde plus grandes, c'est d'ailleurs le disque qui est dominant ce qui exclut donc l'utilisation de la partie interférométrique des données MIDI puisqu'elles sont biaisées par le flux résolu. Celles-ci sont donc utilisées pour l'information photométrique qu'elles apportent dans la bande $8-10{,}5$ μm.

5.4 Observations VLT/NACO

5.4.1 Le programme Bigstars

Nous avons observé L_2 Pup avec l'instrument NACO du VLT dans le cadre du programme Bigstars : il s'agit d'un programme d'observation standard exécuté au VLT sur les périodes 89 (été boréal 2012, Id : 089.D-0754) et 90 (hiver boréal 2012-2013, Id : 090.D-144) dont le PI est Pierre Kervella. Ce programme consistait à observer l'environnement proche d'un certain nombre d'étoiles évoluées géantes et supergéantes en bénéficiant de la haute résolution angulaire fournie par l'instrument VLT/NACO installé sur le 4$^{\text{ème}}$ télescope de 8,2 m de diamètre de l'Observatoire du Mont Paranal (UT4/Yepun). NACO est l'abréviation de NAOS/CONICA, les deux parties de l'instrument. CONICA est la caméra (Lenzen et al. 1998) et NAOS le système d'optique adaptative, déjà présenté brièvement au Chap. 1, Sect. 1.2.2 (voir aussi Rousset et al. 2003).

Ce programme d'observation était séparé en deux parties couvrant deux semestres d'observation de l'ESO, un pair et un impair : cela permettait d'observer des cibles réparties sur l'ensemble du ciel visible à Paranal (alternance saisonnière). Comme les observations ne comportaient pas de difficulté au niveau des réglages et pour bénéficier des meilleures conditions de seeing possibles, le mode « Service » avait été demandé. Il s'agissait de reproduire sur un éventail d'étoiles plus large ce qui avait déjà été fait par Kervella et al. (2009) pour imager l'environnement circumstellaire (CSE, *CircumStellar Environment*) de Bételgeuse. Pour tirer le meilleur parti de l'optique adaptative et figer la turbulence atmosphérique, les images ont été prises selon la technique du *lucky imaging*[2] (voir Sect. 5.4.2). Nous avons utilisé les 12 filtres à bande étroite en proche-infrarouge dont les transmissions sont données en Figure 5.5.

Les cibles observées au cours de ce programme ainsi que leur type spectral et leur taille angulaire sont présentés dans la Table 5.1. On constate qu'il s'agit d'étoiles d'un type spectral avancé (M : rouge) mais aussi d'étoiles présentant des diamètres apparents importants dont on peut donc imager l'environnement proche.

Finalement, suite à la campagne d'observation, W Hya, R Hya, θ Aps, α Sco, R Dor, RX Lep n'ont pas été observées et les cibles dont des images ont été obtenues ne l'ont pas toutes été de la même façon : la qualité est assez variée. Pour π01 Gru, VY CMa et R Leo, l'étoile d'étalonnage de la fonction d'étalement de point (FEP) n'a pas été correctement bien observée : des problèmes d'aberration ou de flux trop faible rendent les images inutilisables.

Parmi les cibles restantes, celle dont les images étaient les plus prometteuses était L_2 Pup, observée le 21 mars 2013. Dans chaque filtre il était possible avant même la déconvolution de distinguer des structures au sein du CSE. Nous allons maintenant détailler la réduction et l'analyse de ces données.

[2] Il n'existe pas d'équivalent satisfaisant en français

Cible	Type spectral	Taille angulaire (mas)	Reference
P89 (été 2012)			
W Hya	M7,5-9e	43	(1)
R Hya	M6-9e	24	(1)
θ Aps	M6,5III	18	(2)
α Sco	M1,5ab-b	45	(3)
α Her	M5Ib-II	44	(1)
β Gru	M5III	27	(4)
π01 Gru	S 5,7	21	(4)
o Cet	M1-9e	30	(5)
P90 (hiver 2012-2013)			
R Dor	M8IIIe	57	(1)
RX Lep	M6,2III	21	(3)
L_2 Pup	**M5IIIe**	**65**	**(6)**
VY CMa	M2,5-5Iae	80	(7)
RS Cnc	M6S	16	(1)
R Leo	M7-9e	30	(1)
CW Leo	C9,5e	40	(1)

(1) : Richichi et al. (2005), (2) : Dumm & Schild (1998), (3) : Kervella et al. (2004b), (4) : Sacuto et al. (2008), (5) : Perrin et al. (2004b), (6) : (Ireland et al. 2004), (7) : (Wittkowski et al. 1998).

TABLE 5.1 – Liste des cibles du programme Bigstars telles que présentées dans la demande temps pour l'ESO. Les types spectraux sont directement extraits de SIMBAD (`http://simbad.u-strasbg.fr/`). La source dont est extrait le diamètre angulaire est indiquée pour chaque étoile.

5.4.2 Réduction et déconvolution des images de L_2 Puppis

Réduction des données

Comme nous l'avons vu précédemment, les images ont été acquises selon la technique du *lucky imaging*. Le principe en est simple : l'instrument acquiert un maximum d'images (quelques milliers) avec un temps de pose extrêmement court (quelques ms). Parmi ces images sont sélectionnées celles qui présentent le rapport de Strehl le plus élevé, elles sont alors recentrées et additionnées. Cette étape de réduction a été effectuée à l'aide du logiciel développé précédemment pour Bételgeuse (Kervella et al. 2009). Il se charge également de faire les corrections cosmétiques indispensables en astrophysique observationnelle (correction du fond de ciel (*sky*), du courant d'obscurité de la caméra (*dark*), de la réponse du détecteur (*flat*), marquage des mauvais pixels).

Dans un premier temps, le programme recentre à l'échelle du pixel et recadre les images pour réduire l'utilisation de la mémoire en évacuant les zones inutiles (une étoile même avec son CSE occupe une petite portion du détecteur de CONICA). Le rapport de Strehl est alors estimé par l'intensité maximale de l'image : le rapport de Strehl est lui-

même un estimateur de la qualité de la correction de l'optique adaptative comme nous l'avons vu au Chap. 1 Sect. 1.2.2. Meilleure aura été celle-ci moins l'intensité lumineuse aura été diffusée par l'atmosphère sur le détecteur : l'intensité maximale de l'image est donc un bon estimateur de la correction du système OA. Les images sont classées selon ce critère et la moitié des images est éliminée. Il s'agit d'un optimum : avec un critère plus strict, par exemple à 10%, on n'observe pas plus de détails et conserver 50% des images permet d'obtenir un SNR raisonnable. Celles qui sont conservées sont rééchantillonnées par interpolation (facteur 4 pour les bandes JHK et 2 pour la bande L) ce qui permet d'effectuer un nouveau centrage qui se déroule cette fois à l'échelle sub-pixellaire de la caméra. La position du maximum d'intensité de l'image est estimée par un ajustement gaussien. Les images sont alors moyennées.

Ce procédé utilise astucieusement l'effet de basculement de l'atmosphère qui déplace légèrement l'étoile sur le détecteur : l'objet n'est pas déplacé d'un nombre entier de pixel de la caméra. Rééchantillonner et recentrer à cette échelle permet donc d'obtenir un meilleur échantillonage spatial : l'interpolation qui pourrait être perçue comme un ajout d'information (ajout de pixels) est en fait une meilleure utilisation de l'information disponible dans les différentes poses. L'image est ainsi rapprochée de la limite de diffraction du télescope.

Déconvolution

À ce niveau nous disposons d'une image réduite dans chaque filtre à bande étroite pour L_2 Pup et sa FEP (Fig. 5.3) mais elle est encore affectée par la réponse de l'instrument. C'est ici que l'observation d'une étoile non résolue par le télescope permet encore d'améliorer l'information obtenue dans chaque image. L'étoile de FEP associée à L_2 Pup au cours de nos observations était β Col. Cependant en bande L ses observations ont donné de mauvais résultats, nous avons donc utilisé α Lyn, la FEP de RS Cnc qui avait été observée huit jours auparavant. Le lucky-imaging permet de s'affranchir de la majeure partie des effets atmosphériques, la FEP est donc principalement sensible aux effets instrumentaux. En choisissant la FEP du programme Bigstars la plus proche temporellement de nos observations de L_2 Pup, nous nous assurons de limiter la différence de réponse instrumentale. Comme on peut le constater sur la Figure 5.3, l'image de l'étoile non résolue n'est pas un point : elle est *convoluée* par la réponse de l'instrument. On constate également que L_2 Pup apparaît plus grande et déformée par rapport à la FEP : cela signifie qu'une partie du signal est résolue. Pour récupérer l'information, il faut effectuer une déconvolution. Cette opération a été réalisée en utilisant l'algorithme itératif Lucy-Richardson présent dans la bibliothèque `IRAF`[3]. Le résultat de la déconvolution est présenté en Figure 5.4.

Étalonnage photométrique

La méthode de déconvolution Lucy-Richardson présente l'avantage de conserver le flux des images (McNeil & Moody 2005). Ceci permet donc d'utiliser les étalons de FEP en tant qu'étalons photométriques. Ce fut la première partie de mon travail sur les données L_2 Pup. Le principe de l'étalonnage photométrique est simple : pour obtenir le flux physique sur chaque pixel de la cible scientifique, il suffit de multiplier sa valeur par le

[3] http://iraf.noao.edu

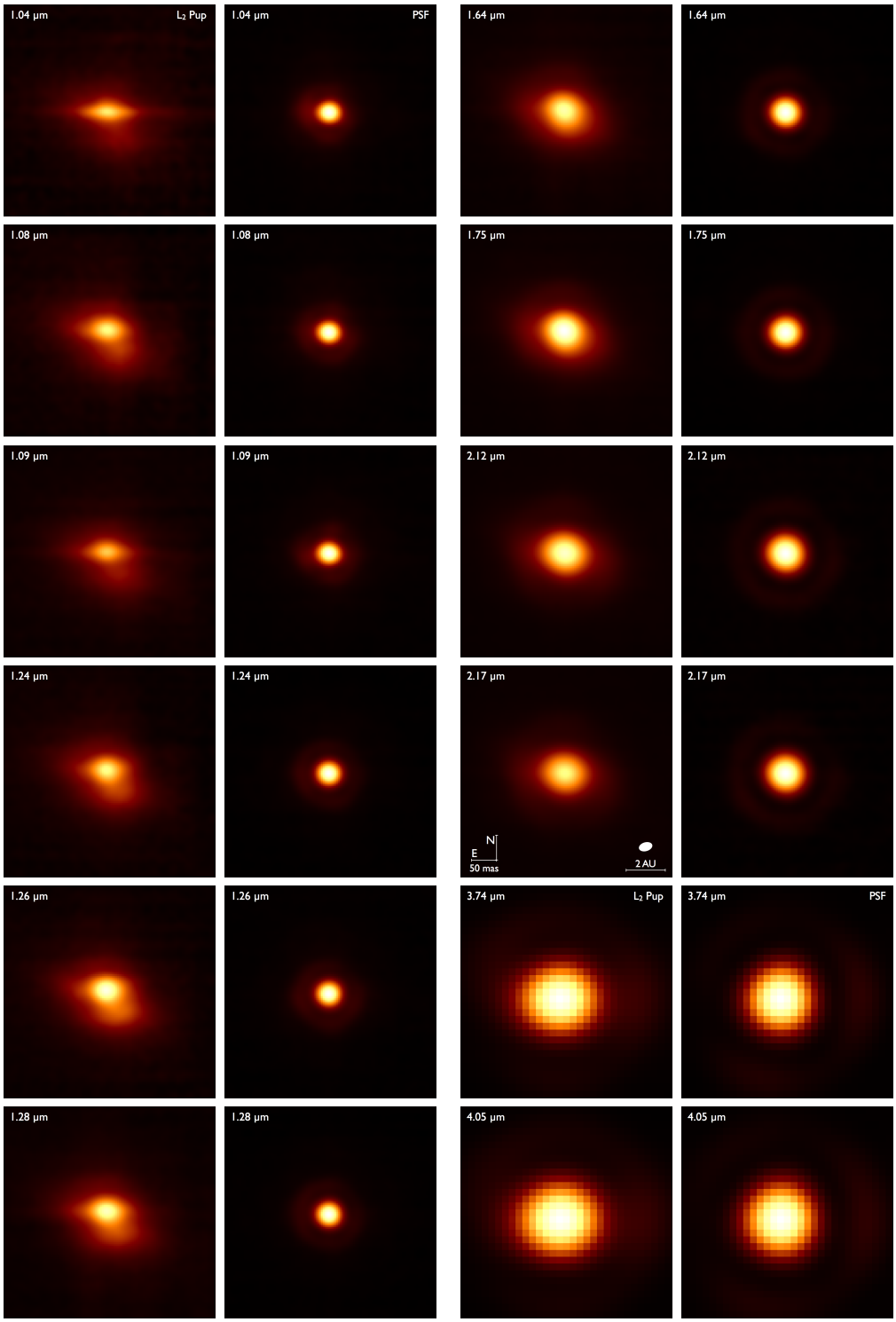

FIGURE 5.3 – Image non-déconvoluées de L_2 Pup ainsi que de l'étoile étalonnant la FEP (PSF en anglais) associée pour les 12 filtres étroits couvrant les bandes $JHKL$. L'échelle de couleur est en racine carrée. L'ellipse blanche sur l'image à 2,17 μm correspond au modèle calculé en Sect. 5.5.2.

flux physique de l'étalon photométrique et de diviser par la valeur effectivement mesurée par le capteur généralement exprimée en unité analogiques vers numérique (ADU) :

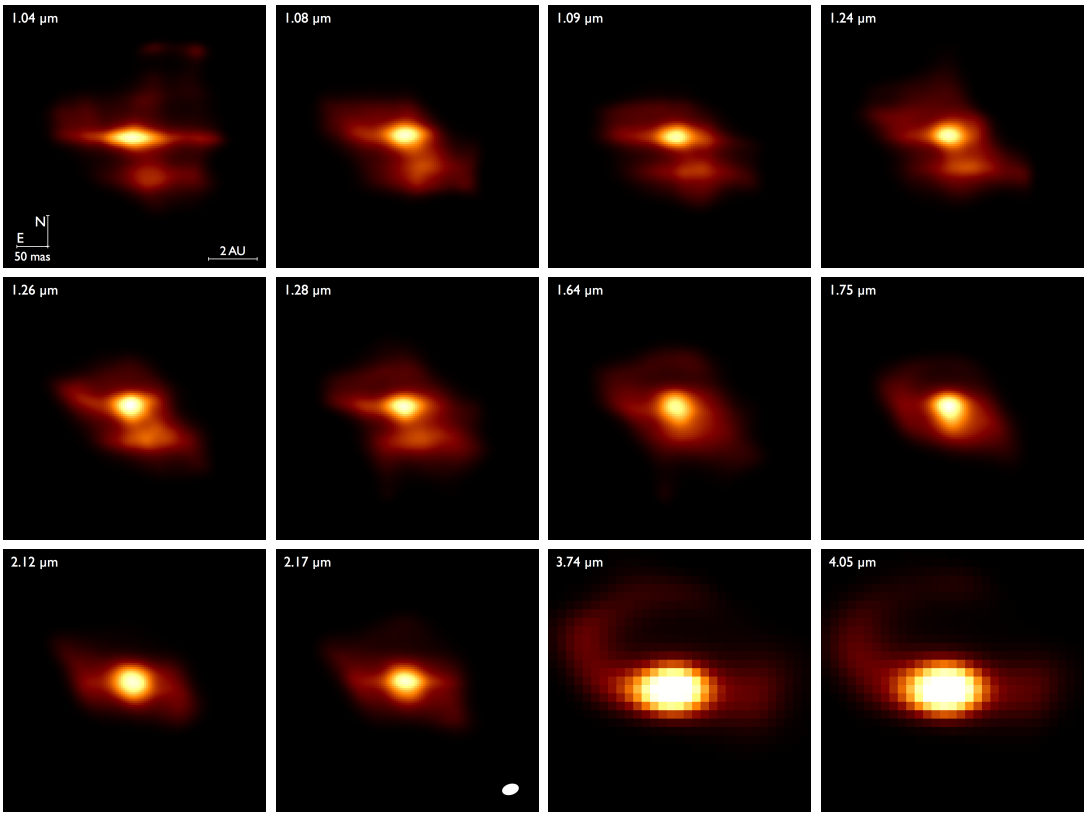

FIGURE 5.4 – Images déconvoluées de L_2 Pup par la méthode de Lucy-Richardson. L'échelle de couleur est en racine carrée. L'ellipse blanche sur l'image à 2,17 μm correspond au modèle calculé en Sect. 5.5.2.

$$F_{\rm SCI}^{\rm phys} = \frac{F_{\rm CAL}^{\rm phys}}{F_{\rm CAL}^{\rm ADU}} \times F_{\rm SCI}^{\rm ADU} \tag{5.1}$$

Il faut donc une mesure photométrique de l'étalon dans les filtres utilisés par NACO. Le problème qui apparaît immédiatement est qu'il ne s'agit pas de filtres standards utilisés en photométrie (voir leur transmission en Fig. 5.5). La solution consiste alors à obtenir une SED de l'objet. Considérant nos étoiles étalons j'ai téléchargé les SED ayant les caractéristiques les plus proches sur la grille Castelli-Kurucz (Castelli & Kurucz 2003; Kurucz 2005) fournie par le STScI[4]. Les caractéristiques des étoiles étalons et des modèles retenus sur la grille sont données en Table 5.2. Pour garantir la mise à l'échelle correcte des flux donnés par cette grille, ils ont été comparés aux mesures photométriques disponibles dans la littérature (Bordé et al. 2002; Ducati 2002).

Pour obtenir le flux physique dans les filtres de NACO il suffit alors d'intégrer suivant la transmission du filtre considéré :

$$F_{\rm NACO}^{\rm phys} = \frac{\int F_{\rm SED}^{\rm phys}(\lambda) T_{\rm NACO}(\lambda)\,{\rm d}\,\lambda}{\int T_{\rm NACO}(\lambda)\,{\rm d}\,\lambda} \tag{5.2}$$

Ayant le flux physique de l'étoile étalon dans les différents filtres NACO, il faut connaître le flux mesuré par l'instrument sans y ajouter des résidus de fond de ciel ou du bruit : ceci implique donc de ne considérer qu'une partie des images centrée sur l'étoile

[4] http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/castelli_kurucz_atlas.html

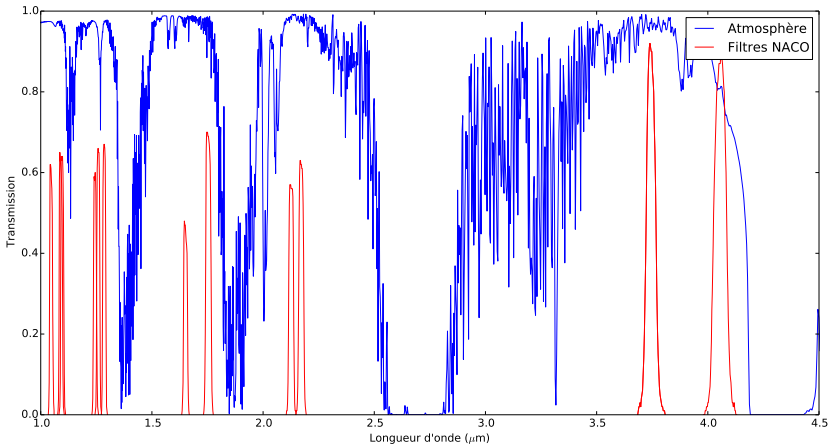

FIGURE 5.5 – Transmissions des 12 filtres à bande étroite de l'instrument NACO et de l'atmosphère terrestre (Lord 1992)

Paramètre	β Col		α Lyn	
	Référence	Grille	Référence	Grille
$\theta_{\rm LD}$ (mas)	3.99 ± 0.05	-	7.30 ± 0.08	-
$T_{\rm eff}$ (K)	4444	4500	3873	3750
$\log(g)$	2,71	2,0	1,78	0,0
log(Fe/H)	0,28	+0,5	−0,26	−0,5

TABLE 5.2 – Paramètres physiques des étalons photométriques/FEP issus de Bordé et al. (2002) comparés aux valeurs les plus proches sur la grille de SED.

étalon. Il ne faut cependant pas omettre certaines portions du flux non-présentes dans le disque central : le flux diffracté et le flux non corrigé par l'OA qui ne se retrouvent pas dans la tache d'Airy. Pour cela j'ai sommé le flux dans un disque de 330 mas de rayon autour de l'étoile (à 2 μm la tache d'Airy mesure environ 60 mas de rayon sur un UT). Pour avoir une estimation du flux de fond par pixel (résidu de ciel et bruit) j'ai considéré un anneau compris entre 330 et 360 mas de rayon autour de l'étoile. Le flux final obtenu dans chaque filtre est donné en Table 5.3

5.5 Modélisation des images en proche-infrarouge

5.5.1 Première interprétation

À ce stade, je disposais d'images étalonnées photométriquement et déconvoluées donc morphologiquement exploitables. Ce sont les deux critères qui m'ont permis de contraindre le modèle que j'ai utilisé pour reproduire ces observations. Cependant, avant de décrire ce travail, il convient d'interpréter ce que nous pouvons observer dans nos images Fig. 5.4.

Les différences morphologiques entre les différentes images nous montrent que une structure principalement opaque au rayonnement stellaire en bandes J et H puis l'étoile devient visible en bande K et L. Cette dernière bande est essentiellement dominée par l'émission thermique de la structure et non plus par sa diffusion. La meilleure interprétation de ces 12 images correspond à un disque de poussières vu par la tranche diffusant

Filtre	λ_0 [μm]	$\Delta\lambda$ [μm]	Densité de flux [10^{-10} W.m^{-2}.μm]
NB1.04	1,040	0,015	$7{,}15 \pm 0{,}93$
NB1.08	1,083	0,015	$7{,}75 \pm 0{,}10$
NB1.09	1,094	0,015	$6{,}46 \pm 0{,}84$
NB1.24	1,237	0,015	$7{,}52 \pm 0{,}98$
NB1.26	1,257	0,014	$8{,}74 \pm 0{,}11$
NB1.28	1,282	0,014	$8{,}19 \pm 0{,}11$
NB1.64	1,644	0,018	$7{,}42 \pm 0{,}97$
NB1.75	1,748	0,026	$7{,}69 \pm 0{,}10$
NB2.12	2,122	0,022	$7{,}20 \pm 0{,}94$
NB2.17	2,166	0,023	$6{,}42 \pm 0{,}84$
NB3.74	3,74	0,02	$4{,}73 \pm 0{,}62$
NB4.05	4,05	0,02	$5{,}13 \pm 0{,}67$

TABLE 5.3 – Flux de L_2 Pup dans nos images VLT/NACO. Observations du 21 mars 2013.

la lumière dans les parties supérieure et inférieure de l'image (voir le schéma de la Fig. 5.6).

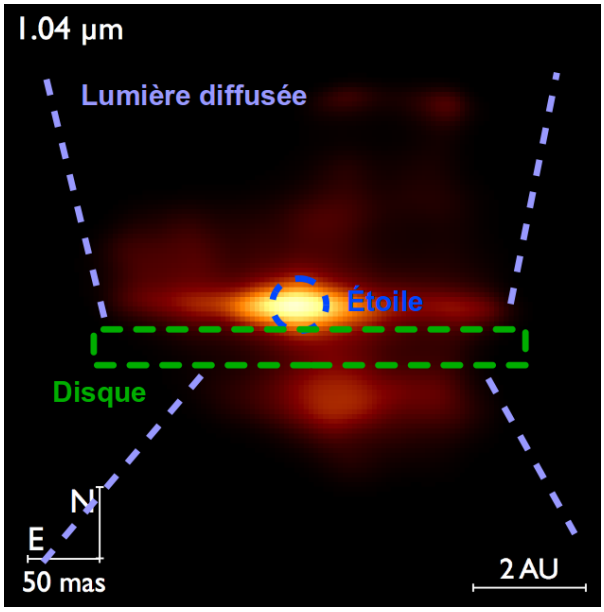

FIGURE 5.6 – Schématisation de l'interprétation des images de L_2 Pup illustrée sur l'image à 1,04 μm

5.5.2 Taille apparente de l'étoile

Forts de cette interprétation nous pouvons entrer plus en détail dans la modélisation. La première étape consiste bien évidemment à modéliser l'étoile centrale, source de lumière primaire de notre système.

L_2 Pup fut observée plusieurs fois au début de l'année 2001 par l'instrument VINCI (*VLT Interferometer Commissioning Instrument*, Instrument de Mise en service de l'Interféromètre du VLT, Kervella et al. 2004a), avec les deux sidérostats de 0,35 m de diamètre sur la base E0-G0 du VLTI (16 m au sol), en bande K ($\lambda = 2{,}0-2{,}4$ μm). Les données ont été réduites avec la version 3.0 du logiciel standard de réduction de VINCI. Les visibilités ont été étalonnées grâce à des observations de Sirius ($\theta_{\mathrm{UD}\,K} = 5{,}936 \pm 0{,}016$ mas; Kervella et al. 2003) et ϵ Lep ($\theta_{\mathrm{UD}\,K} = 5{,}91 \pm 0{,}064$ mas; Bordé et al. 2002). Elles sont présentées en Figure 5.7.

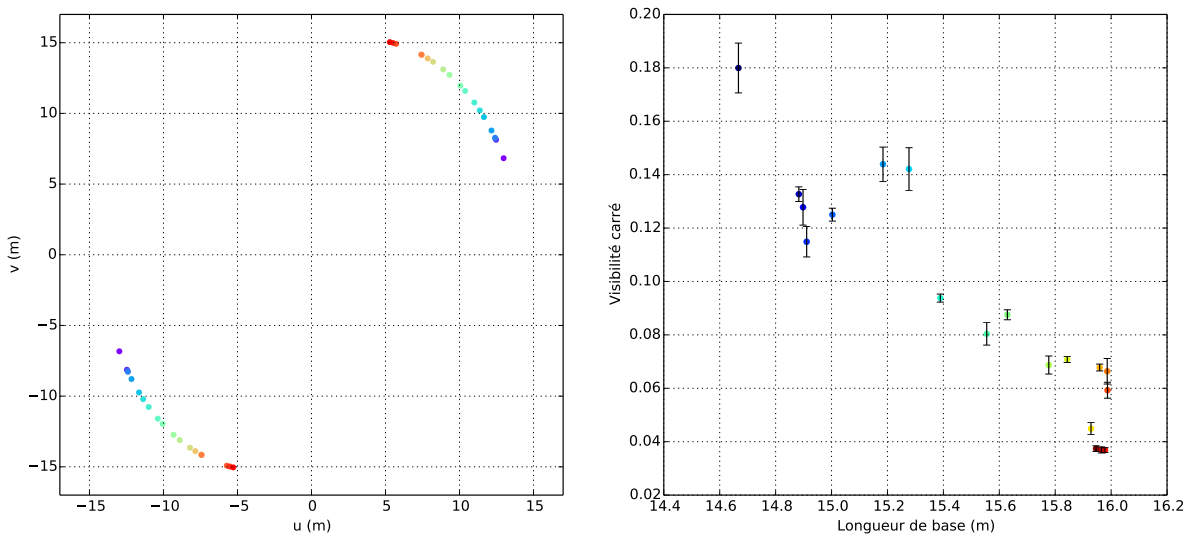

FIGURE 5.7 – *Gauche* : Plan (u,v) des données VINCI, l'échelle de couleur correspond à l'angle projeté de la base sur le ciel. *Droite* : Visibilités mesurées par VINCI sur L_2 Pup, l'échelle de couleur correspond à l'angle projeté de la base sur le ciel.

Comme nous avons pu le voir précédemment, l'étoile n'est pas la seule à contribuer au flux en bande K : la diffusion du disque n'est pas négligeable (Fig. 5.4). Avec cette base la résolution de VINCI d'après l'Eq. 1.36 est de 34 mas : il faut donc prendre en compte la contribution du disque résolu dans l'interprétation des visibilités mesurées dans le champ accessible à l'interféromètre (1,4" dans le cas de VINCI). Celle-ci sera perçue par l'interféromètre comme du flux incohérent dégradant la visibilité des franges. Ne disposant pas d'autres informations que celle présente dans les images NACO, nous avons interpolé la contribution du disque dans la zone occupée par l'étoile sur ces images déconvoluées à 2,12 et 2,17 μm. On peut alors estimer la contribution résolue au flux comme étant $\omega = 1 - f_{\mathrm{résolu}}/f_{\mathrm{non-résolu}}$ et ré-étalonner les visibilités VINCI selon la relation :

$$V^2_{\mathrm{débiaisé}} = \frac{V^2_{\mathrm{mesurée}}}{\omega^2} \tag{5.3}$$

À partir des images NACO à 2,12 et 2,17 μm on mesure respectivement $\omega = 62{,}9$ % et $\omega = 59{,}2$ %. Nous avons donc considéré $\omega = 60 \pm 5$ % pour ré-étalonner nos données.

Un ajustement par un modèle de disque uniforme effectué sur les données VINCI en considérant un flux entièrement cohérent donne un diamètre $\theta_{\mathrm{UD}} = 26{,}26 \pm 1{,}5$ mas avec un $\chi^2_{\mathrm{red}} \approx 150$. Avec une contribution en flux résolu de $\omega = 60$ % l'ajustement donne

$\theta_{\rm UD} = 22{,}4 \pm 2{,}5$ mas avec cette fois $\chi^2_{\rm red} = 210$. Le modèle de disque uniforme ne semble pas approprié pour décrire cette étoile et cela n'est pas une surprise : sur la figure 5.4 on constate que la contribution du disque est essentiellement répartie sur un axe est-ouest. Il faut donc s'attendre à observer par interférométrie une structure plus large suivant cette direction.

Nous avons utilisé une ellipse uniforme pour modéliser la structure observée, ce modèle est décrit par la taille angulaire du grand axe $\theta_{\rm a}$, celle du petit axe $\theta_{\rm b}$ et enfin la position du grand axe $\alpha_{\rm a}$ prise à 0° au Nord et 90° à l'Est (Kervella & Domiciano de Souza 2006). Le meilleur ajustement donne $\theta_{\rm a} = 26{,}9 \pm 1{,}6$ mas, $\theta_{\rm b} = 17{,}5 \pm 1{,}6$ mas et $\alpha_{\rm a} = 106 \pm 6°$ pour $\chi^2_{\rm red} = 18$. Ceci indique que le modèle d'ellipse uniforme reproduit bien mieux les données interférométriques mais qu'un modèle plus détaillé est nécessaire pour rendre complètement compte des observations. En considérant que l'élongation sur le grand axe (approximativement Est-Ouest) est due au disque, nous avons interprété la taille angulaire du petit axe $\theta_{\rm b}$ comme étant la taille angulaire du modèle de disque uniforme de l'étoile seule.

En utilisant le coefficient correctif de Hanbury Brown et al. (1974) pour le disque uniforme et la caractérisation de ce coefficient en fonction des paramètres stellaires (Claret & Bloemen 2011), nous avons pu déterminer un diamètre de l'étoile en considérant l'assombrissement centre-bord : $\theta_{\rm LD} = 17{,}9 \pm 1{,}6$ mas. Cette valeur est en accord avec la mesure de Ireland et al. (2004). C'est la valeur que nous adopterons pour caractériser l'étoile dans notre modèle de transfert radiatif que nous allons maintenant développer pour rendre compte de la composante étendue des observations (le disque).

5.5.3 Modélisation du disque

RADMC-3D : un code de transfert radiatif

Nous avons vu en Sect. 5.5.1 que nous interprétions nos observations de L_2 Pup par une étoile entourée d'un disque de poussières. Pour pouvoir rendre compte des images, il faut donc un modèle prenant en compte les effets de la poussière sur la propagation de la lumière, c'est-à-dire l'absorption de la lumière qui va chauffer la poussière et lui permettre d'émettre elle-même à une autre longueur d'onde mais aussi la diffusion par les grains de poussière qui dévie la lumière incidente.

Pour ce travail j'ai utilisé le code `RADMC-3D`[5] (Dullemond 2012), dans sa version 0.35. Comme son nom l'indique il s'agit d'un code de transfert radiatif Monte-Carlo. Une simulation Monte-Carlo est une simulation basée sur la statistique pour estimer une observable : un événement aléatoire est produit un grand nombre de fois, ses effets sur le système étudié produisent une observable. Dans notre cas, des paquets de photons sont émis par les différents sources de lumière de la simulation (l'étoile) leur parcours à travers le modèle est suivi : leur entrée dans une cellule de poussière augmente la température de la dite cellule, ils peuvent être absorbés auquel cas ils sont immédiatement réémis à une autre longueur d'onde dans une autre direction et ils peuvent aussi être diffusés (changement de direction avec conservation de l'énergie). Cette procédure est répétée jusqu'à ce que tous les paquets de photons soient sortis du modèle. La tempé-

[5]Disponible à cette adresse : http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/

rature de la poussière est alors la température du système à l'équilibre (si le nombre de paquets de photons choisi est suffisamment grand, typiquement 100 000). Comme les temps de relaxation thermique sont en général très petits devant les temps d'évolution astrophysiques (à l'exception des milieux choqués), l'approximation de l'équilibre radiatif est justifiée. La recette utilisée par RADMC-3D pour déterminer la longueur d'onde de réémission après absorption est décrite dans Bjorkman & Wood (2001) : c'est le point clé de l'algorithme qui lui permet sans itération de converger vers la température de la poussière : les algorithmes classiques séparent l'émission des photons des étoiles de celle de la poussière car cette dernière dépend de la température de la poussière. Ils cherchent dans un premier temps à déterminer celle-ci via l'émission des étoiles. La méthode de RADMC-3D permet de limiter le temps de calcul tout en donnant une estimation non biaisée de la température à l'équilibre de la poussière. L'étape suivante consiste alors à lancer de nouveaux photons depuis la source pour déterminer de quelle manière ils vont atteindre l'observateur pour obtenir une image du système. Le principe du modèle est donc résumé ci-dessous :

$$\text{Photons} \rightarrow \text{Système} \xrightarrow{\textit{Simu Monte-Carlo}} \text{Température de la poussière en équilibre radiatif} \xrightarrow{\textit{Photons}} \text{Image}$$

Il est également possible d'obtenir des cartes de polarisation de la lumière. Celle ci nécessite de prendre en compte une diffusion anisotropique, ce processus est particulièrement complexe et ne peut faire l'objet d'une description complète ici. Le lecteur pourra consulter le livre de Mishchenko, Travis & Lacis : *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particules* (Mishchenko et al. 2002) disponible en ligne[6]. Pour une discussion détaillée sur l'implémentation de ce processus au sein de modèles de transfert radiatif, voir l'article de Wolf et al. (2002). Le principe est que la lumière polarisée n'est plus uniquement décrite par son intensité I mais par son vecteur de Stokes complet dont les quatre composantes sont (I, Q, U, V) où les paramètres de Stokes Q, U et V décrivent l'état de polarisation. L'angle de diffusion d'un photon dépend alors de l'angle d'incidence mais aussi de l'état de polarisation incident. Cet état sera modifié par la diffusion. En général, si les particules de poussière sont orientées aléatoirement, l'approximation isotropique sans polarisation peut-être considérée. Cependant la présence d'un champ magnétique par exemple peut orienter les grains de poussière et polariser le rayonnement et dans ce cas il faut prendre en compte la polarisation et la diffusion anisotrope.

Je n'ai décrit ici que le cas de la diffusion par des grains de poussière sans gaz. RADMC-3D peut également considérer la présence de gaz avec un certain nombre de transitions atomiques ou moléculaires. Cette modélisation est particulièrement utile quand on dispose d'observations en haute résolution spectrale. Ne disposant que de l'information photométrique et morphologique fournie par les douze images en bande étroite de NACO (Fig. 5.4), nous n'avons utilisé qu'un modèle simple de diffusion produisant un spectre continu dû à la poussière.

[6] http://pubs.giss.nasa.gov/books/2002_Mishchenko_etal/

Modèle de disque de poussières

RADMC-3D est écrit en `Fortran` avec une interface utilisateur (graphique ou non) en `IDL`[7]. L'utilisation de RADMC-3D fut donc ma première rencontre opérationnelle avec IDL : il m'a fallu un certain temps pour pleinement comprendre et utiliser la puissance du code RADMC-3D à travers son interface. Avant de poursuivre, il est important que le lecteur comprenne que RADMC-3D est uniquement un code de transfert radiatif : cela signifie qu'il utilise des fichiers d'entrée décrivant une grille pour le modèle, une ou des source(s) de photons, une ou des densité(s) de poussière et effectue les opérations de transfert radiatif pour produire la température de la poussière et des images ou des spectres à des longueurs d'onde données. Ces fichiers d'entrée ont une syntaxe extrêmement précise et peuvent décrire un très grand nombre de systèmes.

Dans notre cas, nous souhaitions modéliser un disque, or le code était fourni avec un exemple de disque circumstellaire codé en IDL et bénéficiant d'une interface graphique (Juhász et al. 2010). Dans un premier temps j'ai donc utilisé cette interface pour générer des disques et me familiariser avec la syntaxe des fichiers d'entrée du code. Cependant, bien qu'extrêmement pratique et intuitive, cette interface ne donne pas accès à toutes les fonctionnalités du code et n'apporte pas le degré de finesse qu'offre le codage direct en IDL dans un script de génération des fichiers d'entrée. En particulier, il n'est pas possible de prendre une autre source lumineuse qu'un corps noir, de considérer la polarisation ou d'utiliser plusieurs espèces de poussières en n'utilisant que l'interface graphique.

Rapidement, j'ai donc basculé sur une génération manuelle de notre modèle. Il convient d'en distinguer deux aspects : la grille de calcul et le modèle physique comprenant les étoiles et la poussière. La grille doit s'étendre sur l'ensemble du système et ce de façon suffisamment détaillée pour rendre compte des observations. J'ai choisi les coordonnées sphériques suivant un échantillonnage régulier. Il faut donc avoir à l'avance une idée des caractéristiques du système de L_2 Pup avant de commencer la modélisation. À partir de nos observations VLT/NACO, la tâche est relativement facile : en bandes J, H et K la taille des pixels des images réduites finales est de $3{,}315 \pm 0.008$ mas/px et de $13{,}525 \pm 0{,}025$ px/mas en bande L. Compte tenu de la parallaxe de l'étoile (van Leeuwen 2007) on peut estimer sa distance à environ 60 pc. D'après les images en bande J qui selon notre interprétation révèlent le bord interne du disque j'ai pu estimer un rayon interne à environ 6 AU de l'étoile. J'ai donc pris un rayon minimal sur la grille de calcul de 3 AU. Pour rendre compte au mieux de la diffusion dans la ligne de visée j'ai choisi une limite externe de 150 AU. Pour les coordonnées angulaires j'ai choisi un compromis entre une description très fine des observations et une utilisation raisonnable de la mémoire (c'est-à-dire une simulation qui ne tourne pas plusieurs heures durant, étant donné la faible taille du système considéré et le nombre d'itérations important à prévoir pour contraindre les paramètres du disque). Bien entendu, ces décisions ont été dominées par une contrainte plus importante encore : avoir un aussi bon et même un meilleur échantillonnage du modèle que celui des observations. La grille est également constituée d'une coordonnée spectrale. Avec RADMC-3D, celle-ci doit nécessairement être divisée en trois intervalles, l'intervalle central étant le domaine spectral de travail principal. Nos images étaient comprises entre 1 μm et 10 μm, j'ai utilisé les trois décades $[0{,}1; 1\ \mu\text{m}]$, $[1; 10\ \mu\text{m}]$, $[10; 100\ \mu\text{m}]$. Les caractéristiques de cette grille sont résumées en Table 5.4.

[7] A l'heure où ces lignes sont écrites, l'interface IDL est migrée en Python.

Paramètre	Valeur
Rayon interne	3 AU
Rayon externe	150 AU
Nombre de points en coordonnée radiale	250
Angle méridional maximum	0,8 rad
Nombre de points en coordonnée méridionale	120
Nombre de points en coordonnée azimutale	360
Limites des intervalles de longueur d'onde	[0,1; 1; 10; 100] μm
Nombre de points dans chaque intervalle spectral	[20; 50; 20]

TABLE 5.4 – Caractéristiques de la grille utilisée pour notre modèle RADMC-3D

Passons maintenant aux paramètres astrophysiques du modèle. Commençons tout d'abord par l'étoile : considérant les résultats de l'ajustement des données VLTI/VINCI (Sect. 5.5.2) j'ai choisi un rayon de 123 $R_\odot$. Nous avons vu précédemment que nous considérions une température effective de 3500 K pour cette M5III. J'ai donc choisi une SED correspondant à une étoile de $T_{\rm eff}$ = 3500 K, $\log g$ = 1,5 et [M/H] = 0,0 sur la grille[8] Castelli & Kurucz (2003). La composante étendue quant à elle est décrite par un disque évasé[9]. Sa hauteur est donnée par la relation :

$$H(r) = H_{\rm out}\left(\frac{r}{R_{\rm out}}\right)^{\beta} \tag{5.4}$$

avec β l'indice d'évasement, $H_{\rm out}$ la hauteur du disque à son bord externe $R_{\rm out}$. La densité surfacique de poussière pour l'espèce de poussière i au rayon r est donnée par :

$$\sigma^i(r) = \sigma^i_{\rm out}\left(\frac{r}{R_{\rm out}}\right)^{\alpha} \tag{5.5}$$

où $\sigma^i_{\rm out}$ est sa densité de surface de poussière sur le bord extérieur du disque $R_{\rm out}$ et α l'exposant de la loi de puissance décrivant la densité de poussière. Enfin un dernier paramètre est modifiable : l'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée.

Contrainte du modèle

Pour contraindre le modèle, nous n'avons que nos observations VLT/NACO avec cependant une double information : morphologique (répartition d'intensité lumineuse due à la diffusion par la poussière) et photométrique grâce au flux total obtenu dans nos images étalonnées. J'ai donc fait en sorte que notre modèle produise un jeu de douze images reproduisant les images obtenues par NACO tant en terme de taille de pixels que de champ.

Il est cependant impossible d'effectuer un ajustement « classique » pour diverses raisons : tout d'abord, étant donné la variété des paramètres (lois de hauteur et de densité de poussières du disque, type de poussières) un ajustement par un algorithme utilisant par exemple la méthode des moindres carrés aurait eu peu de sens, en particulier, la détermination du minimum absolu de χ^2 semblait bien hasardeuse.

Dans un premier temps, j'ai utilisé les caractéristiques de la poussière directement présentes dans le modèle d'exemple de disque protoplanétaire, à savoir de l'olivine

[8] http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/castelli_kurucz_atlas.html
[9] *Flared* en anglais

Paramètre	Valeur
R_{in}	6 AU
R_{out}	120 AU
α	$-3{,}5$
Densité de $MgFeSiO_4$ à R_{out}	7×10^{-8} cm^{-2}
Taille des grains de $MgFeSiO_4$	0,1 μm
Densité de $MgFeSi_2O_6$ à R_{out}	1×10^{-7} cm^{-2}
Taille des grains de $MgFeSi_2O_6$	0,3 μm
H/R à R_{out}	0,8 rad
β	0,8
Inclinaison	84°

TABLE 5.5 – Paramètres du modèle RADMC-3D correspondant le mieux aux observations VLT/NACO de L_2 Pup.

amorphe ($MgFeSiO_4$) avec une taille de grain de 0,1 μm pour une masse volumique de 3,71 g.cm^{-3}. Ceci m'a permis de contraindre la morphologie du disque mais donnait une photométrie très éloignée de celle du système observé par VLT/NACO. J'ai donc travaillé sur ce modèle morphologiquement correct pour l'enrichir et le faire correspondre à la photométrie en jouant sur la composition de la poussière. J'ai pour cela rajouté une seconde espèce de poussière, un pyroxène amorphe ($MgFeSi_2O_6$) abondamment présent dans le MIS. Comme pour l'olivine, ses caractéristiques physiques ont été obtenues à partir de la base de Jaeger et al. (1994) et Dorschner et al. (1995) disponible à l'Astrophysical Institute and University Observatory Jena[10]. L'inclinaison du système semblait légèrement inférieure à 90° (disque vu quasiment par la tranche) mais là aussi c'est la photométrie qui a posé la plus forte contrainte et imposé une valeur de 84° : d'autres configurations ont été explorées mais n'ont jamais reproduit l'allure « plate » de la photométrie en fonction de la longueur d'onde.

D'un point de vue pratique, l'olivine permettait de reproduire relativement bien la photométrie en bandes K et L mais absolument pas en J et H : celle-ci était systématiquement trop élevée. C'est uniquement grâce au pyroxène que la forme relativement plate de la photométrie mesurée par VLT/NACO a pu être reproduite.

Les paramètres issus du meilleur modèle sont reproduits en Table 5.5, les images du modèle obtenues dans les longueurs d'onde des douze filtres à bande étroite utilisés par NACO sont représentées en Figure 5.8. Enfin, la photométrie est illustrée en Figure 5.9.

Morphologiquement la diffusion par le haut et par le bas du disque et la présence de la bande obscure de poussière sont bien reproduites sur les images du modèle ainsi que l'apparition de l'étoile en bandes H et K. La bande L est effectivement dominée par l'émission thermique du disque. Cependant, l'aspect inhomogène des observations VLT/NACO n'est pas reproduit et ce n'est pas surprenant : nous avons utilisé un modèle de disque complet mais il est fort probable que la répartition des matériaux autour de L_2 Pup constitue des paquets de poussières formés de matériaux éjectés épisodiquement par l'étoile.

Photométriquement, le modèle RADMC-3D reproduit remarquablement bien les observations VLT/NACO. Cependant le flux mesuré dans les images NACO est inférieur

[10] http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/amsilicates.html

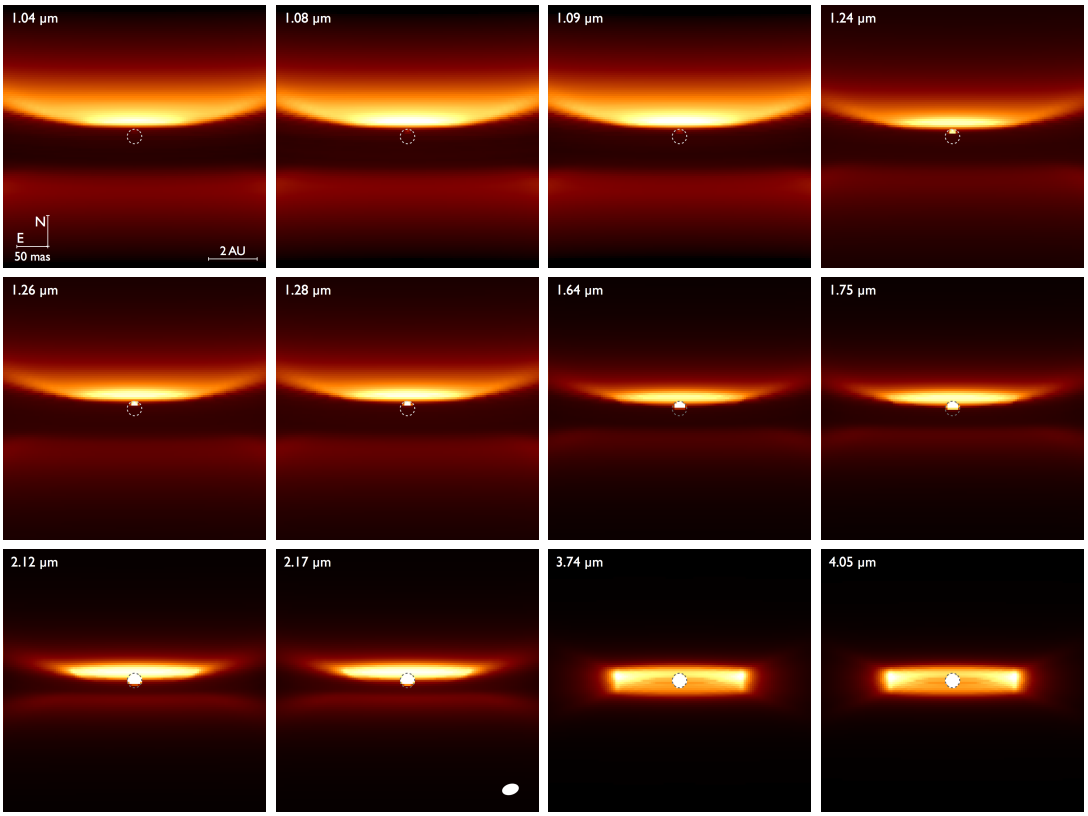

FIGURE 5.8 – Images du modèle RADMC-3D de L_2 Pup. Le champ de chaque image est de 0,414 arcsec (identique aux Figs. 5.3 et 5.4), avec la même orientation. Les taille et position choisies pour l'étoile sont représentées par un cercle pointillé blanc. L'échelle de couleur est en racine carrée de l'intensité lumineuse de 100 à 8 000 Jy.arcsec^{-2} dans les bandes 1,04 – 1,09 μm, 0 à 25 000 Jy.arcsec^{-2} dans les bandes 1,24 – 1,28 μm et 0 à 100 000 Jy.arcsec^{-2} dans les bandes HKL. L'ellipse blanche à 2,17 μm correspond au meilleur ajustement du modèle stellaire à partir des données VINCI (Sect. 5.5.2).

d'un ordre de grandeur à la photométrie de la littérature (qui correspond plutôt en bande J, H et K à un spectre d'étoile M5III seule). Sur les conseils de Steve Ridgway j'ai consulté la base de données de l'AAVSO[11] (*American Association of Variable Stars Observers*, Association Américaine des Observateurs d'Étoiles Variables). Les données en bande V contemporaines de nos observations indiquent également une diminution du flux d'un ordre de grandeur par rapport à la photométrie de Ducati (2002) et sont donc cohérentes avec les mesures des observations VLT/NACO et leur modélisation RADMC-3D (Fig. 5.9). C'est un argument supplémentaire en faveur d'une formation épisodique de poussière et/ou du transit d'un globule de poussière autour de l'étoile plutôt que d'un disque complet.

Ayant obtenu un modèle de disque reproduisant de manière satisfaisante nos observations NACO, j'ai inclus la polarisation de la lumière et la diffusion anisotrope dans notre modèle. La littérature nous donne comme référence des taux de polarisation et des directions moyennes de polarisation en bande V. J'ai donc calculé un vecteur de Stokes pour notre modèle en bande V. Il faut alors fournir la matrice de diffusion complète pour chaque espèce de poussière. RADMC-3D contient les outils nécessaires à la

[11] http://www.aavso.org/

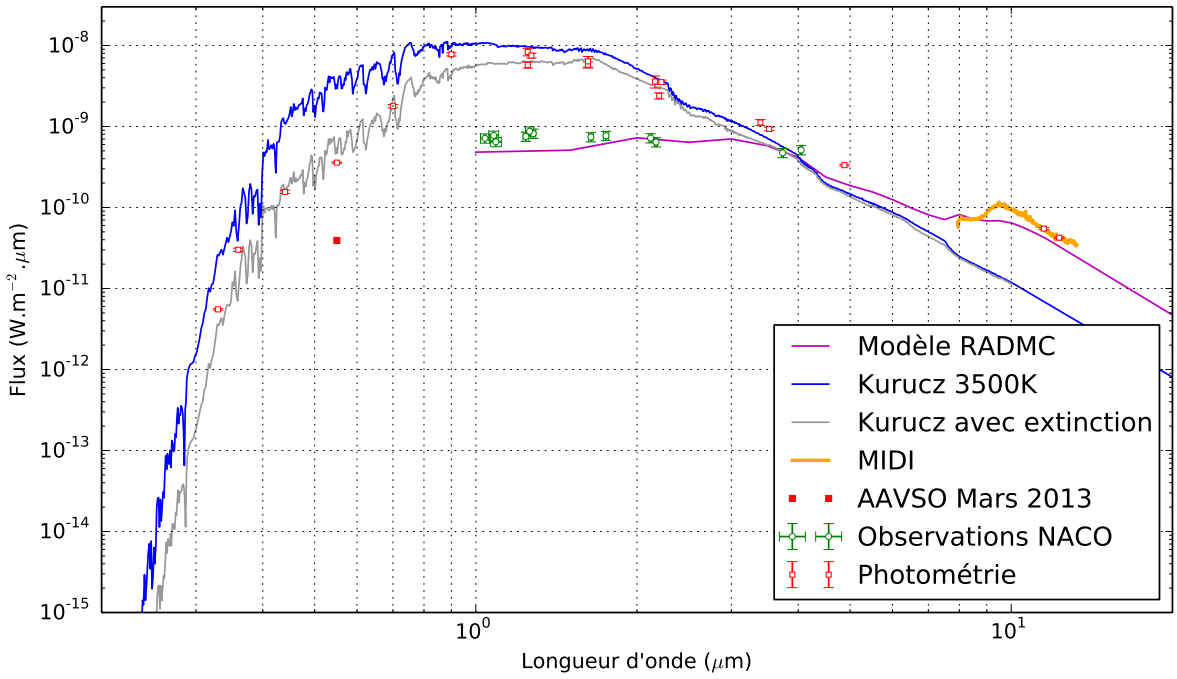

FIGURE 5.9 – Distribution spectrale d'énergie de L_2 Pup. La courbe bleue représente le modèle issu de la grille (Castelli & Kurucz 2003) pour l'étoile centrale, la courbe grise est une version rougie avec $E(B-V) = 0{,}6$. La photométrie disponible provenant de MIDI (orange), NACO (vert) et de la littérature (carrés en contour rouge) est aussi représentée pour comparaison (voir Sect 5.3). La courbe violette correspond à la photométrie issue de notre modèle de disque circumstellaire RADMC-3D. La mesure AAVSO contemporaine des observations NACO est représentée par un carré rouge plein.

génération d'une telle matrice dans un format d'entrée compatible avec le code à partir des constantes physiques issues de la base de données de l'Astrophysical Institute and University Observatory Jena citée précédemment. Le taux de polarisation linéaire a été calculé à partir des paramètres de Stokes :

$$p_U = \frac{U}{I} \tag{5.6}$$

$$p_Q = \frac{Q}{I} \tag{5.7}$$

$$p_\mathrm{L} = \sqrt{p_U^2 + p_Q^2} \tag{5.8}$$

$$\tag{5.9}$$

Et de même la direction moyenne de polarisation :

$$\theta = \frac{1}{2}\,\mathrm{sign}(p_U)\arccos\left(\frac{p_Q}{\sqrt{p_U^2+p_Q^2}}\right) \tag{5.10}$$

Notre modèle nous donne en bande V : $p_\mathrm{L} = 6{,}7 \pm 2{,}1$ % et une direction de polarisation orientée Nord-Sud en raison de la géométrie utilisée pour notre disque (dans le plan équatorial). Ces valeurs sont donc en accord avec les précédentes mesures mais il convient d'insister sur le fait qu'il n'y a pas concordance temporelle ce qui est un

point critique dans le cas d'un système aussi variable que L_2 Pup ayant de plus subi un important changement au cours de la fin des années 90 (Sect. 5.2).

5.6 De nouvelles questions...

Ces observations et la modélisation associée apportent un regard radicalement nouveau sur le système L_2 Pup : c'est la première fois que le matériel circumstellaire est directement imagé et c'est une des rares observations d'un disque autour d'une étoile AGB. Elle soulève de nouvelles questions, sur l'évolution de ce type d'étoiles en général mais aussi sur L_2 Pup en particulier.

5.6.1 Un disque ou une autre structure ?

Nous avons utilisé un modèle de disque car c'est le plus facile à mettre en place au sein du code RADMC-3D pour des questions de symétries. Cependant, comme celui-ci est quasiment vu par la tranche, il n'est pas possible d'obtenir des informations sur les parties interne et arrière de la structure. Nos observations pourraient donc aussi correspondre à une bande de poussière obscurcissant l'étoile (ce qui pourrait expliquer la diminution de flux observée par Bedding et al. 2002) ou à une structure spirale dont la boucle observée en bande L serait l'ébauche.

De nouvelles observations de cette étoile permettront de suivre l'évolution du système et peut-être de lever le voile sur la nature de la structure en transit devant l'étoile.

5.6.2 Le rôle du disque autour des étoiles AGB

Nous avons vu à la Sect. 5.1.2 que certaines étoiles AGB pouvaient évoluer en nébuleuses planétaires bipolaires. La principale hypothèse d'une telle collimation de leur perte de masse est la présence d'un disque circumstellaire autour de l'étoile. Certains ont pu être observés : dans le Rectangle Rouge (Bujarrabal et al. 2005), la nébuleuse de la Fourmi ou Mz3 (Chesneau et al. 2007) ou encore dans M2-9 (Lykou et al. 2011). L_2 Pup pourrait être donc être une progénitrice de ce type de structure.

La structure équatoriale que nous avons repérée pourrait aussi être responsable de la faible perte de masse mesurée autour de cette étoile AGB ($10^{-8} - 10^{-7}$ $M_\odot$.yr) observée par Winters et al. (2002); Olofsson et al. (2002) dans les raies du CO et également observée en SiO et CO par Kerschbaum & Olofsson (1999) et Schöier et al. (2004). L'essentiel de la perte de masse serait collimatée par le disque vers les pôles (Fig. 5.10) et donc non-détectable dans la ligne de visée par des mesures dynamiques à haute résolution spectrale.

5.6.3 La question de la boucle et de la binarité du système L_2 Pup

La structure la plus remarquable que notre modèle RADMC-3D ne reproduit pas est la boucle visible au Nord-Est des images déconvoluées de L_2 Pup en bande L (Fig. 5.4) et dont on devine la structure en bandes H et K. Notre modèle simple de disque ne peut pas reproduire ce type d'écart à la symétrie. Une explication possible serait l'interaction de

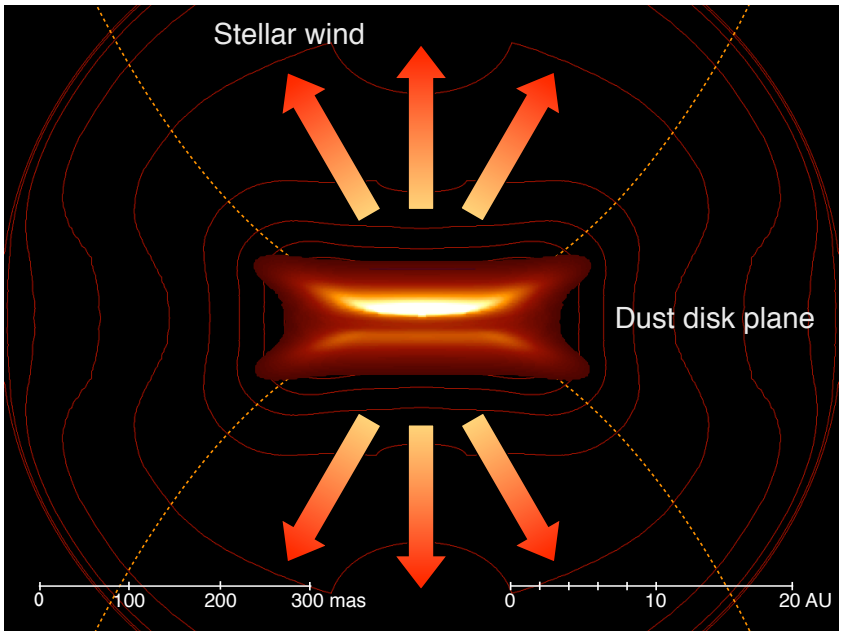

FIGURE 5.10 – Schéma de la perte de masse supposée de L_2 Pup utilisant l'image produite par notre modèle RADMC-3D à 10 μm

l'étoile principale avec un compagnon encore non détecté. Le disque lui-même constitue d'ailleurs une rupture de la symétrique sphérique de la perte de masse et pourrait être causé par la présence d'un compagnon. L'hypothèse avancée par Goldin & Makarov (2007) est discutée et rejetée par Jorissen et al. (2009) mais d'autres configurations restent envisageables. Nos observations posent à nouveau cette question. Cependant sa détection sera probablement difficile étant donné les fortes luminosité et variabilité de l'étoile principale.

5.6.4 Perspectives d'observations de L_2 Pup

Les résultats obtenus avec la modélisation de ces observations VLT/NACO appellent de nouvelles observations de cette étoile et de son CSE avec des techniques variées : optique adaptative en proche infrarouge pour obtenir la structure morphologique du disque circumstellaire proche de l'étoile, des observations autour de 10 μm pour obtenir l'émission de la poussière, des observations polarimétriques pour en obtenir la structure 3D détaillée. Des observations dans le domaine millimétrique ou submillimétrique à haute résolution angulaire et spectrale permettraient également de tracer la dynamique du gaz dans le CSE de cette étoile.

De nombreuses questions restent en suspens : quelle est la nature de la poussière circumstellaire observée avec VLT/NACO ? Nous avons pu modéliser nos images par un disque mais il ne s'agit peut-être que d'un disque partiel ou même de globules isolés. Quelle est l'orientation de la poussière ? Quelle est la nature de la boucle observée en bande L ? Un compagnon stellaire de cette étoile est-il dissimulé dans la grande variabilité du signal photométrique et astrométrique de l'étoile ? Seules de nouvelles observations de ce système nous permettront de répondre à ces questions.

5.7 Publications

L'ensemble de ce travail a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* en avril 2014 et reproduit en Annexe B (Kervella et al. 2014) et d'un communiqué de presse Observatoire de Paris[12]. J'ai également présenté cette étude lors de la conférence *Why galaxies care about AGB stars ? III* à Vienne (Autriche) le mardi 29 juillet lors d'un oral de 15 min. Les actes de cette conférence ne sont pas encore disponibles.

[12] http://www.obspm.fr/le-sort-du-soleil-observe-a.html

6

Perspectives et conclusion

La haute résolution angulaire a révolutionné l'étude des étoiles évoluées : ces objets qui n'étaient que des points suivis photométriquement et spectralement ont révélé quantité de détails de la photosphère jusqu'à l'interface avec le milieu interstellaire.

La perte de masse des étoiles AGB (*Asymptotic Giant Branch*) est relativement bien modélisée : elle est provoquée par les violentes pulsations que connaît l'étoile. Le flux ainsi initié s'éloigne de l'étoile, les matériaux se refroidissent permettant la condensation de la poussière par un processus de rejet selon la densité du vent stellaire. Ce type de processus conduit à la formation de nébuleuses planétaires sphériques mais n'explique pas la bipolarité de certaines d'entre elles.

Le déclenchement de la perte de masse des supergéantes rouges demeure inexpliqué malgré l'ouverture de pistes vers la convection dans la photosphère ou la dissipation d'ondes d'Alfvén créées par le champ magnétique stellaire. La zone de condensation de la poussière n'a pas encore pu être observée avec certitude.

Ma thèse s'inscrit dans ce contexte. À partir d'observations à haute résolution angulaire, j'ai pu caractériser l'environnement circumstellaire d'étoiles évoluées pour mieux comprendre leur perte de masse. Bételgeuse (α Ori) et Antarès (α Sco), sont les deux supergéantes rouges les plus proches de nous. Elles constituent donc des cibles privilégiées pour l'étude de l'environnement de cette classe d'étoiles car leur importante taille apparente permet la résolution de plusieurs structures les enveloppant.

L'interférométrie en infrarouge proche nous a révélé la photosphère et la couche moléculaire autour de Bételgeuse. Ces travaux ont été développés dans le chapitre 2. Grâce à l'apport de la résolution spectrale de l'instrument VLTI/AMBER, j'ai pu caractériser la composition de la MOLsphère observée en bande K. Les observations dans le domaine spectral continu et en large bande avec VLTI/PIONIER en bande H nous ont permis de suivre l'évolution de la photosphère au cours de quatre époques séparées chacune d'une année. Bientôt, en novembre 2014, une cinquième époque devrait être acquise toujours avec VLTI/PIONIER. A basse fréquence spatiale, les données sont dominées par un point chaud géant dont l'évolution a été suivie entre 2012 et 2014. Cette hypothèse est la seule qui parvient à expliquer la déformation du premier lobe de la fonction de visibilité et le signal en clôture de phase. Une telle observation pose la question de la pertinence de la mesure du diamètre de cette étoile lorsque celle-ci n'est effectuée que sur le premier lobe de la fonction de visibilité suivant une seule direction du plan (u, v). Une concordance entre le signal à haute fréquence spatiale et des simulations hydrodynamiques radiatives

a également été mise en évidence. Ces résultats constituent une preuve supplémentaire de la présence d'un motif convectif à la surface des supergéantes rouges. Un travail similaire est en cours sur les données enregistrées avec VLTI/PIONIER jusqu'au seizième lobe de la fonction de visibilité sur Antarès. Ces observations inédites vont nous permettre de caractériser les structures à petite échelle sur cette étoile. Les excès par rapport au disque assombri classique et l'important signal en clôture de phase nous indiquent d'ores et déjà la présence d'un certain nombre d'inhomogénéités. L'approche statistique par des simulations devient ici obligatoire car l'ajustement de modèles simples est rapidement dépassé tant les formes, positions et quantités de structures sont imprévisibles.

Au cours du chapitre 3, j'ai développé l'étude de l'enveloppe moléculaire des supergéantes rouges à quelques centaines de millisecondes d'arc de l'étoile. C'est aussi à cette distance qu'est localisée la chromosphère de l'étoile plus chaude et visible en UV. Les observations VLT/NACO et HST/STIS effectuée en 2012 et 2013 nous ont permis d'imager simultanément ces deux structures autour de Bételgeuse. Des panaches sont éjectés en infrarouge proche depuis l'étoile et leur contrepartie est visible en ultraviolet pour certains mais pas pour d'autres. Est-ce la signature d'une différence de température ou de composition ? Les observations en Ly-α ont montré une enveloppe d'hydrogène relativement stable. La présence d'une chromosphère est une grande différence par rapport aux étoiles AGB. Son rayonnement UV joue un rôle dans la composition de l'environnement moléculaire : en dissociant des molécules de CO elle permet en effet la formation d'hydrocarbures polycycliques aromatiques absents autour des étoiles AGB. Ces molécules pourraient jouer un rôle dans le mouvement du gaz vers le milieu interstellaire et la formation de la poussière.

La région de condensation de la poussière et d'accélération du gaz sera la cible des observations millimétriques de Bételgeuse présentées au chapitre 4 et dont l'exécution devrait avoir lieu dans les prochains mois. Cette zone située à 0,5" demeure peu explorée et est pourtant le siège d'importantes transformations du vent stellaire.

L'ensemble de ces observations de supergéantes rouges permet donc d'avoir une vue d'ensemble de la perte de masse de ces étoiles et plus spécifiquement du membre le plus étudié de cette classe : Bételgeuse (voir Fig. 6.1). Jusqu'à présent les différentes observations étaient dispersées temporellement et n'étaient pas utilisables ensemble pour identifier des structures et les caractériser plus finement. Ce programme sans précédent autorise une interprétation groupée des données pour associer les extensions et points chauds observés dans ces différents domaines spectraux. Un suivi sur plusieurs époques permet de déterminer la dynamique de cet environnement circumstellaire et la durée de vie des structures mises en évidence. La perte de masse de Bételgeuse semble ainsi épisodique et associée à la présence de cellules de convection géantes au niveau de la photosphère. Ceci est bien visible avec les observations VLTI/PIONIER, HST/STIS et VLT/NACO. À plus grande échelle les globules et arcs de matière observés pourraient être le résultat de précédentes éjections de matière.

Durant une partie de ma thèse je me suis intéressé à une étoile d'une masse moins importante : L_2 Puppis. Il s'agit de la plus proche étoile AGB. Les observations VLT/NACO que j'ai présentées au chapitre 5 sont bien reproduites par un disque de poussières entourant l'étoile. C'est la première fois qu'un tel disque est directement imagé. Sa présence pourrait collimater le vent stellaire et faire donc de L_2 Pup un futur progéniteur d'une nébuleuse planétaire bi-polaire. L'apparition d'une boucle en bande L reste inexpliquée de même que la formation du disque alors que cette étoile n'a apparemment pas de

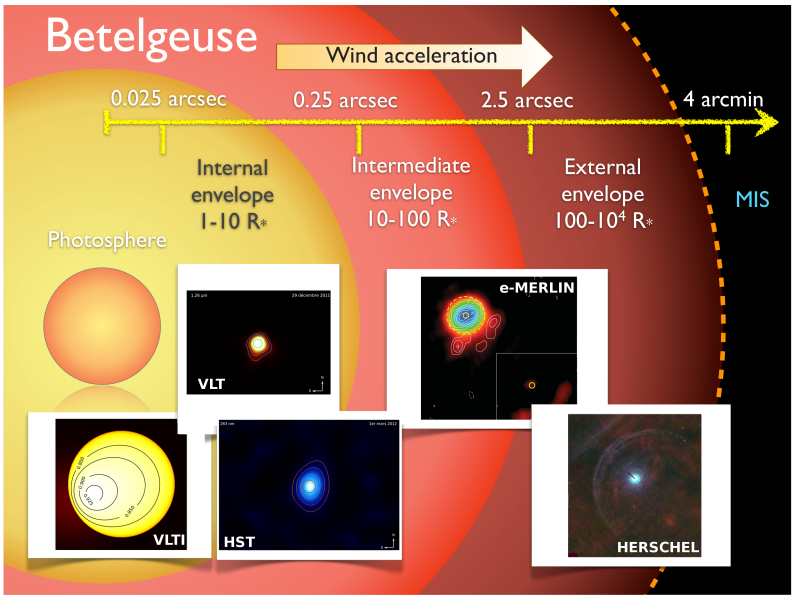

FIGURE 6.1 – Différentes couches de Bételgeuse représentées avec les image obtenues sur différents instruments. Cette figure fait écho à la Fig. 1.6 présentée dans le Chap. 1

compagnon.

La haute résolution angulaire nous permet ainsi d'observer avec précision l'environnement des étoiles évoluées et de révéler des structures jusqu'alors inobservées qui affectent les modèles existants de perte de masse. Cependant, il faut garder à l'esprit cette phrase prononcée par Georges Meynet lors de l'atelier Bételgeuse à Paris en novembre 2012 : « Toute étoile suffisamment bien observée devient une étoile singulière. » : en d'autres termes, le fait qu'une étoile soit étudiée en détail comme le sont Antarès, Bételgeuse et L_2 Pup nous permet d'observer des structures, mouvements, des caractéristiques qui ne sont pas prédits par les modèles génériques. Ce sont ces détails « qui ne collent pas » qui permettent justement de repousser les limites des dits modèles et d'affiner notre compréhension de la perte de masse des étoiles évoluées.

Perspectives

Cette étude de l'environnement des étoiles évoluées va se poursuivre. Assurer un suivi temporel sur Bételgeuse permettra de guetter l'évolution des structures déjà observées. Nous avons commencé à observer Antarès. Sa position dans le ciel incite à poursuivre les observations interférométriques car la supersynthèse est beaucoup plus efficace pour cette étoile et facilitera la reconstruction d'image avec les instruments de deuxième génération à quatre télescopes bientôt disponibles au VLTI.

Ces instruments (GRAVITY et MATISSE) vont bénéficier de l'expérience acquise depuis l'ouverture du VLTI. Le passage d'interféromètres de trois à quatre télescopes représente une avancée significative tant la somme de données recueillies est plus importante et plus riche. Il est clair que sans VLTI/PIONIER (lui aussi à quatre télescopes) nous n'aurions probablement relevé qu'une variation du diamètre de Bételgeuse et non pas la présence d'un point chaud. Il ne faut pas non plus négliger la présence de MIRC

sur CHARA. Antarès lui est inaccessible et Bételgeuse n'est observable que durant une période de l'année au cours de laquelle les nuages règnent sur le ciel. D'autres cibles sont à envisager telles μ Cep ou α Her. Ces étoiles également supergéantes présentent un diamètre apparent inférieur à Bételgeuse mais leur étude avec l'instrument à six télescopes du Mount Wilson pourrait se révéler très riche. Comment ces étoiles se positionnent-elles par rapport à Bételgeuse et Antarès elle-mêmes assez dissemblables au niveau de leur photosphère ?

Alors que la phase d'observations scientifiques du satellite Gaïa a commencé il y a quelques semaines, il serait aussi intéressant d'assurer un suivi de supergéantes rouges de son programme d'observation pour voir dans quelle proportion ses mesures pourraient être perturbées par la convection de ces étoiles (il faut se souvenir que la taille angulaire de Bételgeuse et Antarès est supérieure à leur parallaxe).

L'arrivée de SPHERE au VLT qui a déjà atteint des rapports de Strehl voisin de 90% va révolutionner l'imagerie de l'environnement des supergéantes rouges. Que pourra-t-on voir et suivre avec un télescope de 8,2 m de diamètre quasiment dans l'espace ? Les données spectro-polarimétriques vont permettre de caractériser plus précisément la composition de la perte de masse des étoiles et donc d'apporter de fortes contraintes sur les modèles déjà existants.

Le Télescope Spatial Hubble est toujours en orbite et représente la principale fenêtre vers l'ultraviolet. Des observations polarimétriques de l'environnement d'étoiles comme Bételgeuse, Antarès et L_2 Puppis permettraient de mieux caractériser leur composition. Son successeur le Télescope Spatial James Webb (JWST) devrait arriver au point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil fin 2018 et offrir de nouvelles perspectives.

L'observatoire ALMA va bientôt être pleinement opérationnel. Ses premiers résultats alors qu'il était encore en construction étaient exceptionnels. Je ne préfère pas m'avancer sur ce que nous allons apprendre sur l'environnement des étoiles RSG et AGB tant il est fort probable que nous serons surpris comme l'ont été les auteurs des récentes découvertes. Comment est structuré la condensation de la poussière ou le mouvement du gaz autour de ces étoiles évoluées ? La réponse est directement liée au mécanisme à l'œuvre dans l'évolution de la perte de masse à de grandes distances de l'étoile. Le domaine millimétrique va également être marqué par le doublement du nombre d'antennes à l'interféromètre du Plateau de Bure et l'amélioration de sa sensibilité (projet NOEMA).

Il semble important de poursuivre les programmes d'observation déjà engagés sur les trois cibles que j'ai étudiées durant ma thèse. La compréhension de la perte de masse des étoiles évoluées ne peut pas se faire uniquement en se basant sur des clichés instantanés : le suivi temporel donne accès à la dynamique et au temps de vie des structures. L'analyse à plusieurs longueurs d'onde permet une caractérisation moins ambiguë de l'environnement. Enfin l'observation à plusieurs échelles permet de faire le lien entre les différents processus à l'œuvre et les différents épisodes de perte de masse. L'arrivée de nouveaux instruments tant au sol que dans l'espace dans divers domaines de longueurs d'onde est adapté à un tel projet. L'augmentation de l'échantillon d'étoiles étudiées permettrait de lever l'incertitude sur la singularité des individus déjà étudiés. Cet aspect est nécessaire pour s'assurer que les caractéristiques des étoiles observées n'en font pas des cas à part. L'absence de compagnon autour de Bételgeuse en fait déjà un cas particulier. L'isolement de L_2 Puppis est remis en question. L'E-ELT lorsqu'il sera construit et bientôt le JWST par leurs capacités en matière de collecte de la lumière et de résolution

permettront justement d'étendre les observations déjà menées sur Bételgeuse, Antarès et L_2 Puppis à d'autres individus plus lointains.

Les observations effectuées dans ma thèse constituent la première analyse multi-longueur d'onde et multi-échelle d'étoiles évoluées avec des données simultanées. J'espère qu'elle ouvrira la voie vers de tels programmes tant ils offrent une vision radicalement nouvelle des objets étudiés.

Annexe A

Article *A&A* : Propriétés de la MOLsphère de CO et H_2O de la supergéante rouge Bételgeuse à partir d'observations VLTI/AMBER

Article accepté pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* le 12 août 2014 (Montargès et al. 2014).

Astronomy & Astrophysics manuscript no. Betelgeuse_AMBER_v4r5
October 2, 2014
©ESO 2014

Properties of the CO and H_2O MOLsphere of the red supergiant Betelgeuse from VLTI/AMBER observations⋆

M. Montargès[1], P. Kervella[1], G. Perrin[1], K. Ohnaka[2], A. Chiavassa[3], S. T. Ridgway[4], and S. Lacour[1]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: miguel.montarges@obspm.fr
[2] Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
[3] Laboratoire Lagrange, UMR 7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, BP. 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
[4] National Optical Astronomy Observatory, PO Box 26732, Tuscon, AZ 85726, USA

Received 29 January 2014 / Accepted 12 August 2014

ABSTRACT

Context. Betelgeuse is the closest red supergiant (RSG); therefore, it is well suited for studying the complex processes in its atmosphere that lead to the chemical enrichment of the interstellar medium.
Aims. We intend to investigate the shape and composition of the close molecular layer (also known as the MOLsphere) that surrounds the star. This analysis is part of a wider program that aims at understanding the dynamics of the circumstellar envelope of Betelgeuse.
Methods. On January and February 2011, Betelgeuse was observed using the Astronomical Multi-BEam combineR (AMBER) instrument of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) in the H and K bands. Using the medium spectral resolution of the instrument (R∼1500), we were able to investigate the carbon monoxide band heads and the water-vapor bands. We used two different approaches to analyse our data: a model fit in both the continuum and absorption lines and then a fit with a Radiative HydroDynamics (RHD) simulation.
Results. Using the continuum data, we derive a uniform disk diameter of 41.01 ± 0.41 mas, a power law type limb-darkened disk diameter of 42.28 ± 0.43 mas and a limb-darkening exponent of 0.155 ± 0.009. Within the absorption lines, using a single layer model, we obtain parameters of the MOLsphere. Using a RHD simulation, we unveil the convection pattern in the visibilities.
Conclusions. We derived a new value of the angular diameter of Betelgeuse in the K band continuum. Our observations in the absorption lines are well reproduced by a molecular layer at 1.2 stellar radii containing both CO and H_2O. The visibilities at higher spatial frequencies are matching a convection pattern in a RHD simulation.

Key words. infrared: stars – techniques: interferometric – stars: supergiants – stars: late-type – stars: atmospheres – stars: individual: Betelgeuse

1. Introduction

Betelgeuse (α Ori, HD 39801, HR 2061) is an M2Iab star, a prototype for the cool red supergiant class. These kind of stars are the expected progenitors of type IIP supernova, the most common kind of core-collapse supernova, and participate in the chemical enrichment of the interstellar medium (ISM), as they experience intensive mass loss. This process is not yet understood well and is essential to model the evolution of those stars.

Being the closest red supergiant, Betelgeuse exhibits a very high brightness and a large apparent diameter. It was the first star (except for the Sun) to have its diameter measured (Michelson & Pease 1921) with the stellar interferometer at Mount Wilson Observatory. Since then, various observations were performed on Betelgeuse to study its circumstellar environment (CSE). Tsuji (2000) proposed a non-photospheric molecular layer (the MOLsphere) with an effective temperature of 1500 ± 500 K and an H_2O column density of 10^{20} cm^{-2} to fit their spectroscopic observations of Betelgeuse. Similar values were obtained by Ohnaka (2004) and Tsuji (2006). Perrin et al. (2004) derived parameters for both the photosphere and the MOLsphere using the IOTA interferometer: they obtained temperatures ($T_{\rm eff}^{\rm phot} = 3641 \pm 53$ K and $T_{\rm eff}^{\rm mol} = 2055 \pm 25$ K) and sizes ($\theta_\star = 43.76 \pm 0.12$ mas and $R_{\rm MOL} = 1.33$ R$_\star$) as well as the optical thickness ($\tau_{\rm K} = 0.060 \pm 0.003$, $\tau_{\rm L} = 0.026 \pm 0.002$ and $\tau_{11.5\ \mu{\rm m}} = 2.33 \pm 0.23$). Its composition was explored by Perrin et al. (2007), who found evidence of the presence of H_2O and SiO using the MID-infrared Interferometric instrument (MIDI) of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) in the N band; they also derived the column density of the dust species Al_2O_3.

Complex processes are ongoing, as material is moving away from the star, cooling and becoming chemically more complex. Kervella et al. (2009) observed an asymmetric gas shell extending up to 6 stellar radii with adaptive optics observations between 1.04 and 2.17 μm using the Nasmyth Adaptive Optics System and the COnica de-

⋆ Based on AMBER observations made with ESO Telescopes at the Paranal Observatory under programmes ID 086.D-0351 and 286.D-5036(A)

tector (NACO) at the Very Large Telescope (VLT) and a dust shell further away (up to 2 to 3 arcsec) according to images obtained with the VLT Imager and Spectrometer for mid InfraRed (VISIR) instrument between 7.76 and 19.50 μm (Kervella et al. 2011). This envelope shows significant inhomogeneities and various structures, which suggest an asymmetric mass loss from the star that may continuously or episodically occur (Bester et al. 1996). Recently, Richards et al. (2013) observed hot spots around Betelgeuse at $\sim 5R_\star$ with an arc of 0.2-0.3 arcsec to the southwest using e-MERLIN (the upgrade of the Multi-Element Radio Linked Interferometer Network, MERLIN) at 5.5-6.0 GHz.

With the Astronomical Multi-BEam combineR (AMBER) of the VLTI, Ohnaka et al. (2011) spatially resolved upwelling and downdrafting gas motions within 1.5 $R_\star$ by exploring the red and blue wings of the first CO overtone lines, which was a much needed step in observing and understanding the dynamics of the stellar atmosphere and envelope.

One of the first image reconstruction attempts by Roddier & Roddier (1985) with the Canada France Hawaii Telescope (CFHT) in the visible domain revealed asymmetries in the star envelope. Closer to the star, Haubois et al. (2009) reconstructed a high dynamic range image of the photosphere in the H band showing inhomogeneities, particularly two bright spots that compare well with 3D hydrodynamical simulations of RGSs (Chiavassa et al. 2010). Another spot was observed by Uitenbroek et al. (1998) in the hot chromosphere using the Hubble Space Telescope, which was apparently fixed considering velocity measurements. They proposed that this spot could coincide with the south pole of Betelgeuse.

Each observed layer of the CSE seems to present inhomogeneous structures. However, the process that links each shell is still unclear and requires further studies. Our observations with VLTI/AMBER at medium spectral resolution allow us to investigate the composition of the envelope and the shape of the photosphere. We present the data reduction process, which is quite unusual due to the large apparent size of the star, its brightness, and the use of diaphragms in Sect. 2; then we fit the data with classical models (Sect. 3), and compare it with a radiative-hydrodynamics (RHD) simulation (Sect. 4).

2. Observations and data reduction

2.1. VLTI Observations

We observed Betelgeuse with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Haguenauer et al. 2010) using the Astronomical Multi-BEam combineR, AMBER (Petrov et al. 2007). By combining three telescopes in the J, H, and K band, AMBER gives us information about the object's Fourier transform. The instrument measures the visibilities, which are directly its amplitude; and the differential phases (DP) are linked to the photocenter shift in a spectral line compared to the continuum. The closure phase (CP) is also obtained. It is defined as the sum of the three phases along the closed triangle formed by the three baselines: $\phi_{CP} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}$. It is mostly independent from atmospheric perturbations. Visibilities give us information on the size and shape of the star, while non-zero or non-π CP indicates asymmetries in the object.

The observations were performed on 2011 January 1, 2 and 3 and February 17 using three 1.8 m Auxiliary Telescopes (ATs) in the G0-H0-I1, E0-G0-I1, and E0-G0-H0 configurations. We used the medium spectral resolution mode ($R = \lambda/\Delta\lambda \sim 1500$) in the H and K bands (MR_H 1.65 and MR_K 2.3 instrument setups). The log of our AMBER observations is given in Table 1, and our (u,v) coverage is plotted in Fig. 1. The stars HR 1543, HR 2275, HR 2469, HR 2508, and HR 3950 were observed as interferometric calibrators. The Fringe-tracking Instrument of NIce and TOrino (FINITO) was used in parallel with AMBER. As Betelgeuse is very bright, diaphragms were inserted in the beams to lower the incoming flux and avoid saturation of the detector. Data of 2011 January 1st are not used below as they were taken to obtain a suitable configuration of the instrument and are of poor quality.

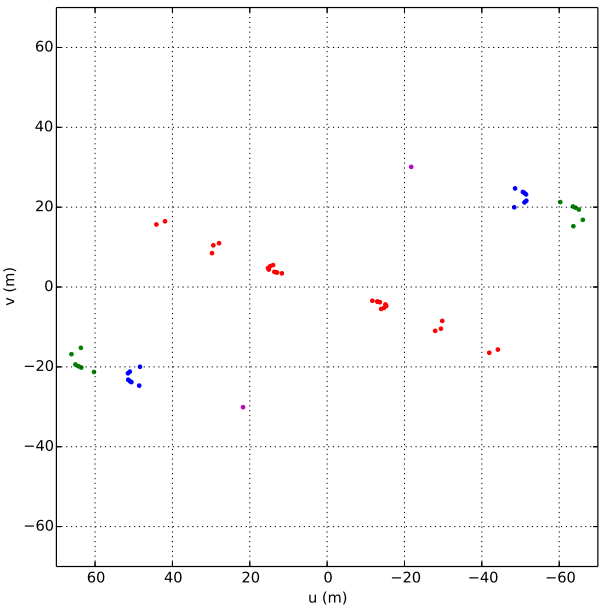

Fig. 1. (u,v) coverage of our AMBER data with a color-coded PA: red for PA $\sim 71^\circ$, green for $\sim 105^\circ$, blue for $\sim 115^\circ$, and violet for $\sim 145^\circ$. (North is 0° at the top and east is 90° on the left).

2.2. Data reduction

The data were reduced using the `AMBER data reduction package` version 3.0.3 also known as `amdlib`. The reduction package uses the P2VM algorithm described in Tatulli et al. (2007) and Chelli et al. (2009). The procedure is straightforward, but the visibilities are unusually low and the error bars are underestimated as Betelgeuse has a large apparent diameter. We split each dataset into five subsets on which we performed the reduction process using `amdlib` and estimated new error bars for the visibilities, DPs and CPs, by computing the standard deviation within each subset (Ohnaka et al. 2009).

We checked the effects of the data frame selection on the signal-to-noise ratio (S/N) by using different criteria, but we did not observe significant changes on the observables.

Thus, we decided to average the data keeping the best 80% of all frames.

We used the telluric line template from NSO/Kitt Peak FTS produced by NSF/NOAO[1] to perform the wavelength calibration. We identified telluric absorption features along our spectral domain and fitted their wavelength with a quadratic law:

$$\lambda_{\rm calib} = a\lambda^2_{\rm RAW} + b\lambda_{\rm RAW} + c. \quad (1)$$

Table 2. Interferometric calibrators (angular diameters values from Lafrasse et al. 2010).

HR Identifier	Spectral type	UD diameter (mas)	
		H band	K band
HR 1543	F6V	2.160	2.166
HR 2275	M1III	3.653	3.682
HR 2469	M0III	2.499	2.519
HR 2508	M1Iab	5.050	4.370
HR 3950	M2III	4.574	4.610

We computed the interferometric transfer function for each night and configuration. The diameters assumed for the calibrators are compiled in Table 2. The transfer function was stable along the four nights but some isolated datasets showed low visibilities: our analysis revealed that the fringe tracker FINITO was occasionally losing the fringes and causing a strong decrease of the measured visibilities. As the real-time fringe tracker data were not yet available, we used the lock ratio keywords in the RAW file that quantify the fraction of time of fringe lock during each exposure to discriminate biased datasets (Fig. 2).

The deepest data points in the CO band heads were showing inconsistent square visibilities ($\sim -10^{11}$) over a range from 1 to 4 nm, which is how `amdlib` tags low quality fringe fitting. We decided to ignore these data points.

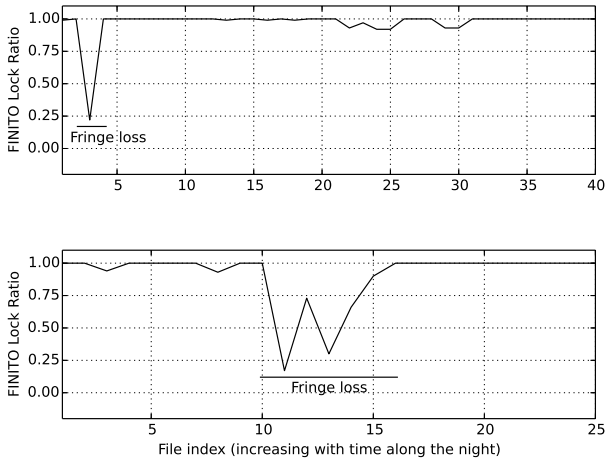

Fig. 2. FINITO lock ratio evolution: fraction of time with locked fringes during the exposure time. *Top:* 2011-01-02 (K band). *Bottom:* 2011-01-03 (K band)

[1] http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/isaac/tools/spectroscopic_standards.html#Tellur

3. Fit with analytical models

3.1. K-band continuum data ($\lambda \leq 2.245$ μm): Uniform and limb-darkend disk diameters

Our K-band continuum data are composed of 59 datasets with 262 spectral channels in the continuum wavelength range. We fitted the data with a uniform disk (UD) and a power law type limb-darkened disk (LDD) described in Hestroffer (1997). This LDD model introduces a second parameter, α, the exponent of the power law. We restrain ourselves to the low spatial frequencies (first and second lobe, spatial frequencies below 55 arcsec^{-1}) to avoid contamination by small scale structures. The results of these fits are presented in Table 3. The best fit visibilities for each model are plotted in Fig. 3 with the data.

Table 3. Best fit values for the uniform disk and limb-darkened disk models when considering all the observed PA and only the first and second lobes.

Model	θ (mas)	α	χ^2
UD	41.01 ± 0.41	-	5.27
LDD	42.28 ± 0.43	0.155 ± 0.009	4.89

Our UD diameters are lower than the previous measurements from Dyck et al. (1992) (44.2 ± 0.2 mas) and Perrin et al. (2004) (43.26 ± 0.04 mas), but these values were obtained with K-broadband data and certainly contained contributions from the molecular opacities through the absorption features. However, our results agree with the UD diameter of Ohnaka et al. (2011) of 42.05 ± 0.05 mas and their LDD diameter value of 42.49 ± 0.06 mas. On Fig. 4, we plotted previous measurements of the LDD diameter of Betelgeuse with time, again one can notice the greater apparent diameter obtained with K-broadband datasets: this is caused by the contamination by the molecular material around the star. It is also remarkable that even if the K-broadband and K-continuum diameters are not constant, they do not show a monotone variation.

From our limb-darkened measurements and the distance of 197 ± 45 pc (Harper et al. 2008), we derive the stellar radius of Betelgeuse $R_\star = 897 \pm 211$ $R_\odot$ and its luminosity $L_\star = 1.27 \pm 0,60 \times 10^5$ $L_\odot$ by considering an effective temperature of 3690 K (Ohnaka et al. 2011). As it has already been pointed out (Perrin et al. 2004), the large uncertainty on the parallax of Betelgeuse is mainly responsible for the large error bars on these physical parameters.

On Fig. 3, the observed visibilities in the continuum deviate strongly from the LDD model for spatial frequencies higher than 60 arcsec^{-1}. However, Ohnaka et al. (2009, 2011) did not observe such deviations in their high spectral resolution dataset. Our dataset samples other directions of the (u,v) plane and not only the PA = 71.39° they covered. Figures 1 and 3 show the visibilities and the (u,v) plane with a color-coded PA. We fitted the main PA direction (71.39°, in red) with UD and LDD models. The result of these fits are presented in Table 4.

Even for the main direction of PA = 71.39°, we notice that we observe these deviations from the LDD. They can be explained in two different ways. First, there could be some residuals from the debiasing: the FINITO lock losses could still lower our visibilities, but they may not displace the zeros of the visibility function. This supports our second hypothesis: there has been a change on the photosphere

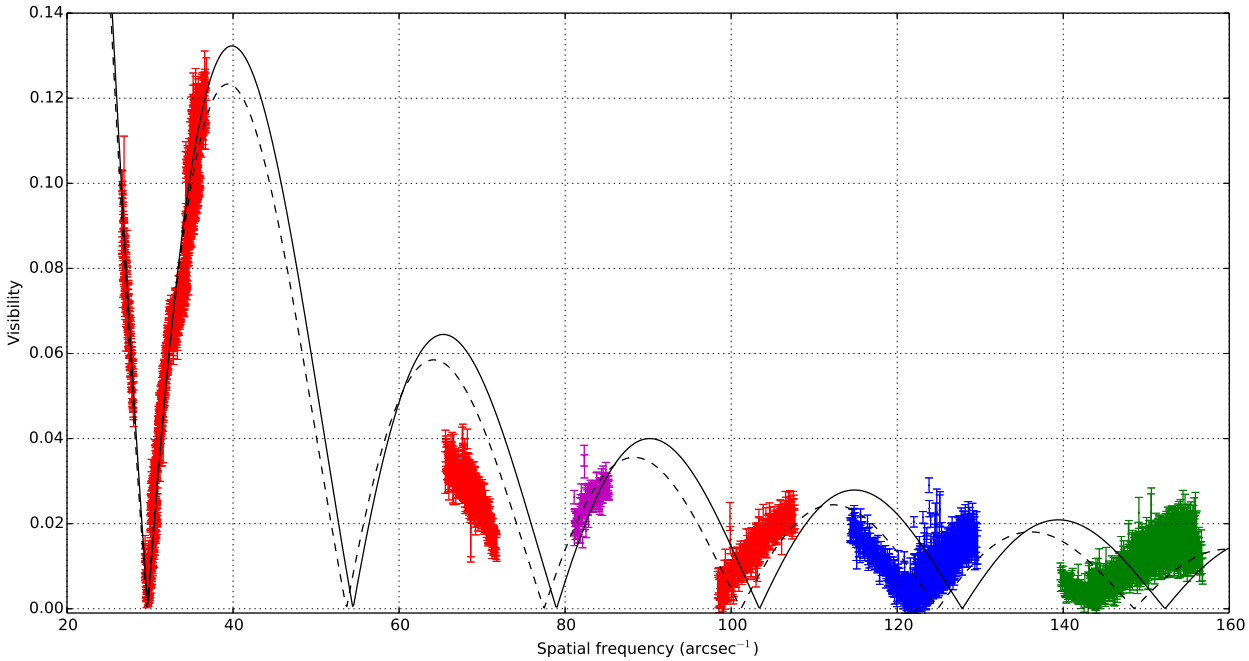

Fig. 3. Continuum visibilities with color-coded PA matching Fig. 1. The black continuous line represents the best fit UD model, and the black dashed line represents the best fit LDD model, whose results are presented in Table 3.

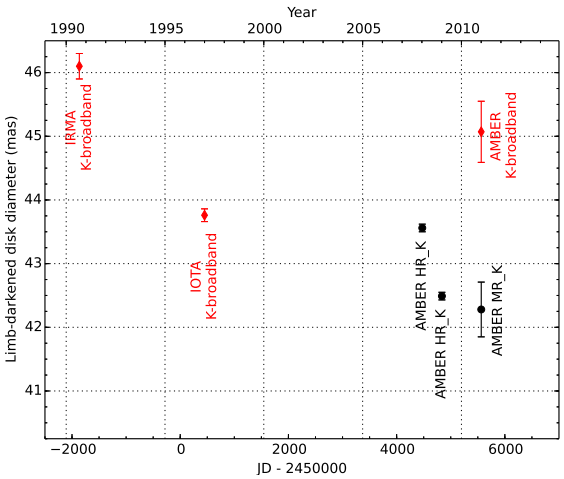

Fig. 4. Overview of limb-darkened disk measurements of Betelgeuse. The values considering only the continuum of the K band are displayed in black dots, and the K-broadband measurements are in red diamonds. The IRMA measurement comes from Dyck et al. (1992), IOTA from Perrin et al. (2004), the two AMBER high resolution K-band measurements from Ohnaka et al. (2009, 2011), and the AMBER K-medium resolution and broadband are from this work.

of the star since Ohnaka et al. (2009) observations, which makes it deviate from central symmetry. We develop this hypothesis in Sect. 4.

Table 4. Best fit values for the uniform disk and limb-darkened disk models for our main sampled (u,v) direction (PA = 71.39°) and for all the spatial frequencies.

Model	θ (mas)	α	χ^2
UD	40.9 ± 0.52	-	110
LDD	41.8 ± 0.57	0.10 ± 0.02	55

3.2. K-band, CO, and water absorption bands ($\lambda > 2.245$ μm)

3.2.1. Spherical thin layer: The MOLsphere

Figure 5 presents the result of the fit of the UD diameter as a function of wavelength, by considering only the first and second lobes of the visibility function. We used the whole spectral range of our AMBER data, except for the core of the CO absorption lines where we do not have visibility measurements. We had to ignore these spectral channels, and to interpolate over them (see Sect. 2.2). For wavelengths longer than 2.245 μm, the UD diameter increases: this is the signature of the MOLsphere. The strong peaks are caused by CO as they clearly match the absorption lines in the spectrum.

To model this CO and H_2O envelope around Betelgeuse, we used a single thin layer model (Perrin et al. 2004). We computed the opacity from the line list of Goorvitch (1994) for CO, and of Partridge & Schwenke (1997) for H_2O; therefore, our parameter is not the optical depth τ but the column densities for both species. This MOLsphere surrounds a photosphere model computed from the Kurucz grid[2] (Castelli & Kurucz 2003; Kurucz 2005) for $T_{\rm eff} = 3700$ K, $\log g = -0.5$, and solar metallicity. As our

[2] http://kurucz.harvard.edu/

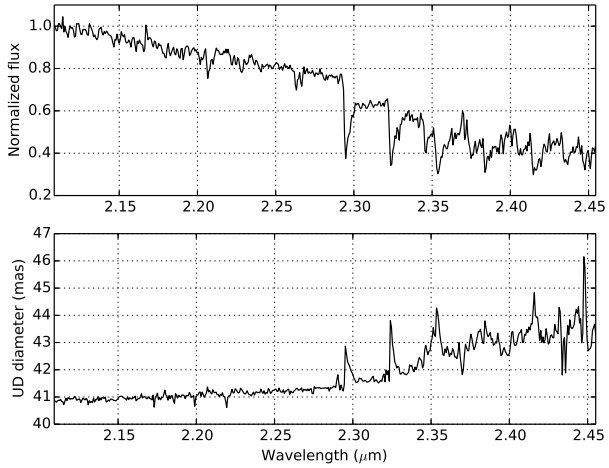

Fig. 5. *Top:* Observed AMBER spectrum. *Bottom:* Best fit UD diameter as a function of wavelength. The spectral channels with negative squared visibilities are ignored.

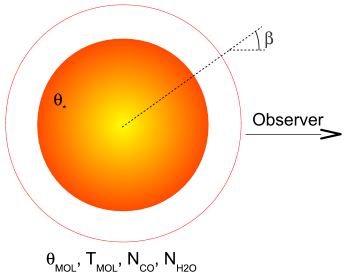

Fig. 6. Illustration of the single layer model of the MOLsphere. The variable β is the angle between the radius vector and the line of sight at the layer surface.

aim is to compute the column densities for both carbon monoxide and water vapor in the atmosphere of the star, we used the continuum fluxes given in the Kurucz model, which are free from any absorption lines. The layer absorbs the light from the star and re-emits it like a blackbody. We do not consider scattering at these wavelengths. The MOLsphere is assumed to be thin and at the local thermodynamic equilibrium (LTE). This star and thin layer model is illustrated on Fig. 6. If $\sin(\beta) \leq \frac{\theta_\star}{\theta_{\rm MOL}}$ its analytical expression is given by

$$\begin{aligned} &I_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) \\ &= I_{\rm Kurucz}(\lambda)\ \exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right) \\ &+B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1-\exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right]. \end{aligned} \quad (2)$$

If $\sin(\beta) \geq \frac{\theta_\star}{\theta_{\rm MOL}}$, then

$$\begin{aligned} &I_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) \\ &= B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1-\exp\left(\frac{-2\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right]. \end{aligned} \quad (3)$$

This model is not physically accurate as CO in particular is continuously distributed from the photosphere to large distances from the star (with a continuous distribution of temperature and density), but it allows here to get the typical characteristics of the MOLsphere in the field of view of the interferometer, which is close to the star. As the depths of the strong and populated low excitation bands of CO are dominated by the MOLsphere, our fit to those bands reflects the conditions in that component of the atmosphere. The five parameters of the model are the photospheric diameter $\theta_\star$, the MOLsphere diameter $\theta_{\rm MOL}$, the MOLsphere temperature $T_{\rm MOL}$, the CO, and the H_2O column densities $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2O}$. The function $B(\lambda,T)$ is the Planck function; β is the angle between the line of sight and the center of the star at the layer surface, and $\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)$ is the MOLsphere optical depth computed from the previously indicated line lists.

Then we computed the Hankel transform to get the visibility:

$$V_\lambda(x) = \frac{\int_0^1 I(\lambda,r)J_0(rx)rdr}{\int_0^1 I(\lambda,r)rdr}. \quad (4)$$

With $x = \pi B_p\theta_\star/\lambda$, $r = \sin(\beta)$, B_p is the projected baseline (see Table 1), and J_0 is the zeroth order Bessel function of the first kind.

The deepest data points in the CO band heads were not usable because the data reduction package did not manage to recover the visibility from the fringes at those wavelengths (see Sect. 2.2). To compensate for this lack of information, we added the photometric spectrum provided by the AMBER instrument to our set of constraints. We only considered data in the first and second lobes of the visibility function to avoid contamination by small scale structures. To get the best fit parameters of our data, we minimized the χ^2:

$$\begin{aligned} &\chi^2(T_{\rm MOL},\theta_{\rm MOL}) \\ &= \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{Y_i - M(T_{\rm MOL},\theta_{\rm MOL},N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};S_i)}{\sigma_i}\right)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Here, $S_i = B_p/\lambda$ are the sampled spatial frequencies, Y_i the AMBER data (spectrum and visibilities) in the absorption lines, and M the corresponding value of the model.

The five parameters of the model are not completely independent: correlations exist particularly between $T_{\rm MOL}$ and $\theta_{\rm MOL}$ on one hand and between the two column densities on the other hand. Our strategy to perform this model fitting was to constrain $\theta_\star$ to the best fit value of the UD diameter from continuum data (Sect. 3.1). Then, on a grid of $(T_{\rm MOL},\theta_{\rm MOL})$, we fitted one of the two column densities while keeping the other one constant. This gives us a column density map and a χ^2 map (see examples of the χ^2 map for both column densities on Fig. 8 online); we select our best fit column density value corresponding to the minimum χ^2 and use it as input parameter to compute the maps of the second column density. By iterating the process for $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2O}$ until the best fit values stay in their statistical error bars, we derived the best fit values for the MOLsphere parameters.

To avoid using initial conditions in this fitting process, we decided to initially only fit the CO column density. Indeed, this molecule has the strongest absorption lines. Therefore, we set the water vapor column density to zero in the first iteration. This allows to derive a first estimation of $N_{\rm CO}$, which is used as input for the $N_{\rm H_2O}$ fit.

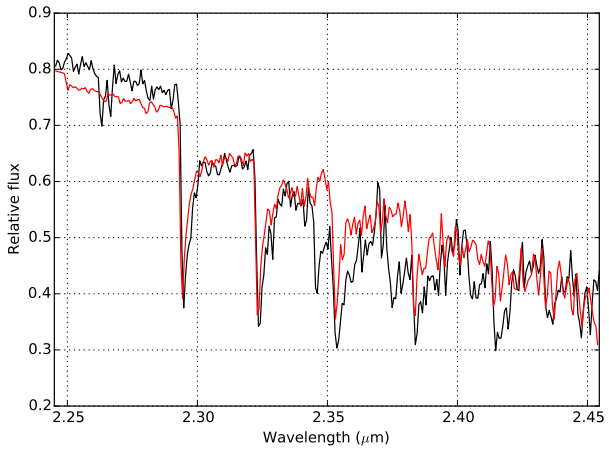

Fig. 7. The black line is the spectrum obtained from the Betelgeuse AMBER data and the red line is the spectrum obtained from the single layer model. We used the best fit values from Table 5.

The best fit parameters are presented in Table 5. These results are robust enough to be insensitive to a noise of 10% of the observed data. It is noteworthy that the column densities converged for the same $(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL})$ values: this confirms our hypothesis of a single molecular layer containing both CO and H_2O.

Table 5. Best fit values with our single thin layer model of the MOLsphere.

Parameter	Value
$\theta_\star$	41.01 mas (fixed)
$T_{\rm MOL}$	2300 ± 120 K
$\theta_{\rm MOL}$	51.38 ± 1.71 mas
$N_{\rm CO}$	$3.01^{+2.0}_{-0.5} \times 10^{21}$ cm^{-2}
$N_{\rm H_2O}$	$3.28^{+1.7}_{-0.5} \times 10^{20}$ cm^{-2}
$\chi^2_{\rm red}$	~ 6

Notes. The error bars were computed by solving the equation $\chi^2_{\rm red}(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL}, N_{\rm CO}, N_{\rm H_2O}) = 2\chi^2_{\rm red,min})$.

Our best fit only matches the spectral domain around the band heads of the first two CO overtone lines ($2.245 < \lambda < 2.348$ μm, see Fig. 7). Therefore, we deduced that the absorption lines for $\lambda > 2.348$ μm cannot be reproduced by considering material characterized by the best fit parameters derived for our single layer model. In other words, to successfully model these absorption features, we would need to introduce at least another layer in the model, which would be located at a different distance from the photosphere. This issue is adressed in Sect. 5.

3.2.2. Photocenter position

Figure 9 represents the DPs in the first and second lobe (spatial frequencies below 55 arcsec^{-1}), which correspond to the visibilities we fitted in Sects. 3.1 and 3.2.1. We selected the datasets not sampling a node of the visibility function to avoid phase oscillations between 0 and π. Therefore, the non-zero and non-π DP values in the absorption

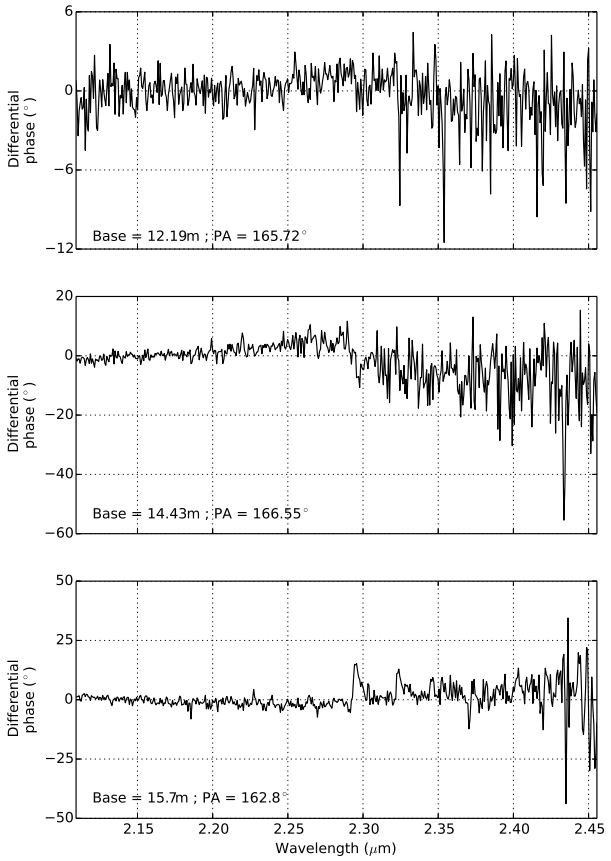

Fig. 9. Differential phases of our datasets below 55 arcsec^{-1} (sampling the first and second lobe of the visiblity function). We selected measurements not sampling a node of the visibility function.

lines of the spectral range indicate a displacement of the photocenter between the continuum and the CO and H_2O absorption domain, which are observations already made and modeled by Ohnaka et al. (2009, 2011). Unfortunately, our medium spectral resolution prevents us from performing the same analysis due to contamination by adjacent spectral channel, which would bias the DP in the lines.

3.3. H band

Data in the H band were successfully reduced and calibrated, but many absorption features are present at those wavelengths, preventing us from isolating the continuum to perform our UD and LDD fits. We tried to use our single thin layer model but attempts with parameters around the best fit values found in Sect. 3.2.1 gave an inconsistent spectrum. From our several trials, we think that more molecules or more layers are required to account for all the absorption features of the H band.

4. Numerical simulations: Deviations from central symmetry

We saw in Sect. 3.1 that the UD and LDD models poorly reproduce the spatial frequencies higher than 60 arcsec^{-1}.

We investigate this by using a radiative hydrodynamics (RHD) simulation that is obtained with the CO^{5}BOLD code (Freytag et al. 2012) to unveil the signature of convection patterns on the star photosphere. We used the non-gray model st35gm03n13, which is described in detail in Chiavassa et al. (2011). The grid resolution is 235^3 points with a step of 8.6 $R_\odot$. The parameters of the star used in the model are presented in Table 6 with the corresponding values for Betelgeuse.

Table 6. Characteristics of Betelgeuse vs the parameters of the model of the RHD simulation.

Parameter	Betelgeuse	Model
M ($M_\odot$)	11.6 (Neilson et al. 2011)	12.0
L ($L_\odot$)	1.27×10^5 (this work)	8.95×0^4
R ($R_\odot$)	897 (this work)	846
$T_{\rm eff}$ (K)	3640 (Levesque et al. 2005)	3430
log(g)	−0.300 (Harper et al. 2008)	−0.354

Several snapshots of the simulation were extracted at various evolution times, thus representing different realizations of the model. The intensity maps of these snapshots were computed using 3D pure-LTE radiative transfer with the OPTIM3D code (Chiavassa et al. 2009), and each snapshot was rotated around its center with a step of 10°, as we do not know the real orientation of the model relative to the star on sky. We obtained a grid of rotated snapshots, each one becoming a realization of the convective pattern.

We computed some intensity maps from the simulation and for wavelengths corresponding to the AMBER observations in the continuum region ($\lambda < 2.22\mu$m). Then we derived the visibilities corresponding to the (u,v) sampling of our AMBER dataset. The method used to extract the interferometric observables is described in Chiavassa et al. (2010). We computed the χ^2 for each realization of the convective pattern of our grid. This allowed us to select the best fit snapshot and rotation angle for which we obtained $\chi^2_r = 7.47$. This best fit model is illustrated on Fig. 10.

When we consider all our data and not only the first and second lobes of the visibility function, our best fit LDD presented in Sect. 3.1 gives $\chi^2_r = 46.4$. Therefore, with this best fit snapshot, we manage to reproduce the shape of the high spatial frequencies signal better than the LDD model. This is another piece of evidence of the convection on the photosphere of Betelgeuse, which was already revealed with the interpretation of interferometric observations from the optical to the infrared domains (Chiavassa et al. 2009, 2010).

However, the visibilities are not perfectly reproduced, as the minimum reduced χ^2_r is greater than 1. Several reasons can explain this: the most obvious is that the snapshot is not reproducing the visibilities, because its intensity distribution differs from the photosphere of the star. However, one should also consider that there may still be partially biased datasets, even if we discard most of them (see Sect. 2.2). This is particularly true for the low visibilities encountered in the higher order lobes: the largest FINITO tracking losses were discarded but the remaining dataset is probably not entirely clean, and we do not have any way to characterize it. Moreover, the limited (u,v) coverage of this three-telescope dataset (Fig. 1) cannot fully describe the whole convective pattern of Betelgeuse. Trying to strongly constrain the model with these observations would be irrelevant; therefore, we did not expand our sample of snapshots to lower the χ^2.

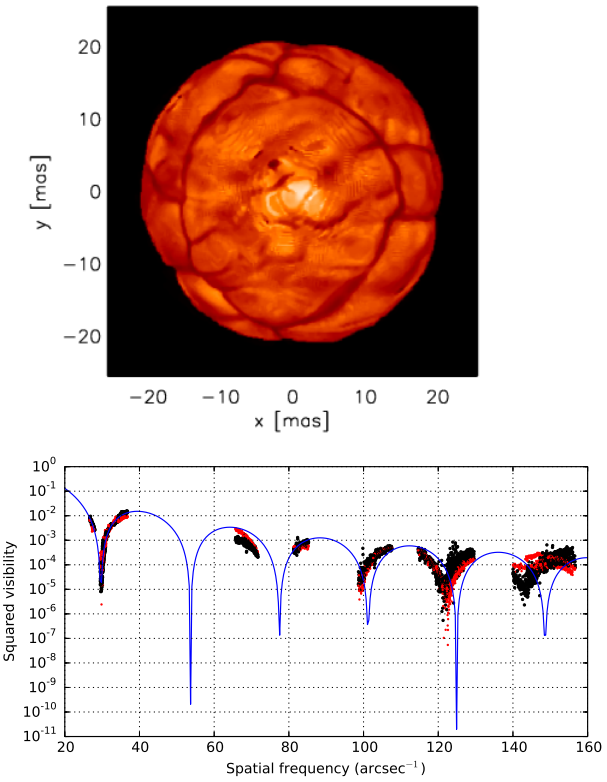

Fig. 10. *Top:* Intensity map of the best-matching snapshot of RHD simulation at 2.2 μm (linear scale with a range of [0; 130000] erg.cm^{-2}.s^{-1}.Å^{-1}. *Bottom:* Comparison of the best fit snapshot with the AMBER continuum data. The AMBER squared visibilities are in black and the best fit squared visibilities of the simulation in red. The best fit LDD model is represented by the blue continuous line.

Figure 11 represents the closure phases of both the continuum data and the best fit model. This quantity is strongly sensitive to asymmetries on the observed target; thus, it is directly related to a particular realization of the convection pattern, in the case of a RSG. Consequently, in contrast to the visibilities, it is as affected by the contrast and the size of the cells as it is by their position on the disk. Therefore, it is difficult for a given snapshot to reproduce its shape, even by dramatically increasing the statistics (and the computation time). For this reason, we only fitted the squared visibilities. However, it is interesting to remark that the general shape of the closure phase is qualitatively well reproduced below 130 arcsec^{-1}, even if the absolute value does not correspond. It is a strong indication that the closure phases agree with a convective pattern.

5. Discussion

The results (Table 5) from our model fit described in Sect. 3.2.1 do note agree with the parameters of the outer molecular layer as described in Ohnaka et al. (2009) and Ohnaka

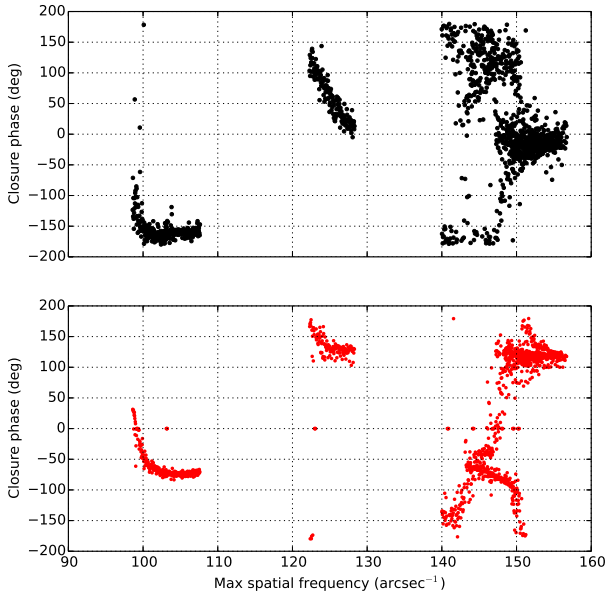

Fig. 11. Comparison of the closure phases of the best fit snapshot (bottom) with the AMBER continuum closure phases (top).

et al. (2011). Our inability to reproduce the observed spectrum of Betelgeuse in the absorption lines of CO and H_2O for $\lambda > 2.348$ μm suggests that our model is incomplete. We think that at least two molecular layers are requested to model the molecular material close to Betelgeuse (a first step towards an extended layer model), which was the model already developed by these authors to analyze their high spectral resolution AMBER observations. They computed the CO column densities separately for both layers, using a photospheric model with Tsuji (2006) parameters for the inner layer. Similar results were obtained by Ohnaka et al. (2013) with their observations of α Sco. It is interesting to notice the remarkable similarity in the observable characteristics of those two stars: the same model of a two layer MOLsphere is giving similar values for the molecule column densities. We tried to fit our data using this two-layer model but the inner layer of the MOLsphere was converging to the photosphere and increasing the χ^2 (by a factor from three to four). Adding a second layer also adds four parameters (the layer angular diameter, its temperature, and the two column densities). The problem becomes highly degenerated as both layers contributes to the whole absorption domain. We could use previous measurements to initially constain the model but this would lead to strong bias, particularly if the material injection in the MOLsphere is indeed episodic. Moreover, it appears that we could not use this two-layer model in our case, because of the lack of completely resolved spectral features in our spectrum with the medium spectral resolution. Our parameters also differ from those proposed by Perrin et al. (2004, 2007). This is not surprising as the authors of these two last papers used different wavelength ranges in their analysis: we may not be observing the same region of the MOLsphere. Actually, these different points are part of a wider discussion on the hypothesis of the MOLsphere: instead of one or several thin layers, we may be dealing with a thick layer with a spatially inhomogeneous (but continuous) composition in the radial direction. This envelope is probably not at LTE, and ongoing studies are already exploring this path (Bergemann et al. 2012, 2013; Lambert et al. 2013). Finally, the envelope photocenter may be offset with respect to the center of the stellar disk, as suggested by the differential phases plotted in Fig. 9. Therefore, observations with higher spectral resolution and also a better (u,v) coverage are needed to get a complete overview of the MOLsphere as well as more physically realistic models to match the interferometric observations of the close envelope.

Our model of a single thin molecular layer (Sect. 3.2.1) allows us to derive the abundances of CO and water vapor around Betelgeuse (Table 7) by considering that Betelgeuse is 197 ± 45 pc away (Harper et al. 2008). The AMBER field-of-view is estimated to be 300 mas (Absil et al. 2010), but O'Gorman et al. (2012) detected CO up to several arcsec away from the star using the Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA). Thus, the total molecular mass observed with AMBER in the K band does not correspond to the whole envelope of Betelgeuse but may be compared to the estimated mass loss of the star, $2 - 4 \times 10^{-6}$ $M_\odot.yr^{-1}$ (Jura & Kleinmann 1990 and van Loon 2013). Considering both CO and H_2O, the material observed with AMBER corresponds to $5.46^{+3.4}_{-1.0} \times 10^{-6}$ $M_\odot \sim 1.8$ yr of mass loss. Therefore, the mass of the molecular material we observe matches roughly the yearly mass loss of Betelgeuse. Considering an oxygen abundance around Betelgeuse of $\log \epsilon(O) = 8.8$ (Lambert et al. 1984), we derive a value of $M_O \sim 10^{-4}$ M_H in the envelope of the star, meaning that oxygen-bearing molecules should represent a tiny fraction of the total CSE in mass, yet we observe that it already corresponds to more than the yearly material expelled from the star in the region reached in one year around it. This paradox can be explained in several ways. First, as discussed by Kervella et al. (2013), the mass loss could be episodic; therefore, if α Ori went through a high mass loss episode recently, one expects to observe a high density of material in its close environment. Such an event could be driven by the convection, as suggested by Josselin & Plez (2007). The asymmetric and inhomogeneous structures observed by Kervella et al. (2009, 2011) could also correspond to such a transitional events. One also has to take into account that not all the material injected in the MOLsphere effectively participates in the mass loss: Ohnaka et al. (2011) observed both upward and downward motions in the CO MOLsphere, indicating that part of the molecules are falling back on the star. Therefore, observing a higher density of material in the CO and H_2O MOLsphere than what is predicted, when only the yearly mass loss rate is considered, is consistent, but more observations are needed to distinguish between those different scenarios. One can also note that these two explanations do not exclude each other, and it is likely that both contribute to the high molecular density observed in the MOLsphere.

Table 7. Total mass of CO and H_2O around Betelgeuse, as derived from our single thin layer model.

Parameter	Value
m_{CO}	$5.1^{+3.4}_{-0.9} \times 10^{-6}$ $M_\odot$
m_{H_2O}	$3.6^{+1.9}_{-0.5} \times 10^{-7}$ $M_\odot$

6. Conclusion

We obtained a new measurement of the angular diameter of Betelgeuse in the K band by considering only the continuum. This measurement, along with the previous values collected during almost twenty years, does not indicate any monotone variation of the star diameter, unlike the 11 μm observations of Townes et al. (2009). As Ravi et al. (2011) and Ohnaka et al. (2011) already explained, the 11 μm measurements are more sensitive to the evolution of the molecular and dusty layers than the K-band observations, which mostly probe the star, particularly in the continuum.

We spatially resolved Betelgeuse in water vapor and carbon monoxide in the K band, using the medium spectral resolution of VLTI/AMBER. We obtained values for the column densities of a model that consists of a single thin layer for the MOLsphere and Kurucz model for the star.

Finally, using a RHD simulation, we bring new evidence for a convection pattern on Betelgeuse's surface. The sample of simulation snapshots reproduces the shape of the visibility signal of our AMBER dataset in the continuum domain at high spatial frequencies.

Acknowledgements. We are grateful to ESO's Director General Prof. Tim de Zeeuw for the allocation of observing time to our program, as well as to the Paranal Observatory team for the successful execution of the observations. The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme under Grant Agreement 226604. This research received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7. We acknowledge financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. This research has made use of the `AMBER data reduction package` of the Jean-Marie Mariotti Center[3] We thank the referee, Dr. Bernhard Aringer, for his suggestions that led to improvements of this article.

References

Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Lebreton, J., et al. 2010, A&A, 520, L2
Bergemann, M., Kudritzki, R.-P., Würl, M., et al. 2013, ApJ, 764, 115
Bergemann, M., Lind, K., Collet, R., Magic, Z., & Asplund, M. 2012, MNRAS, 427, 27
Bester, M., Danchi, W. C., Hale, D., et al. 1996, ApJ, 463, 336
Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 20P
Chelli, A., Utrera, O. H., & Duvert, G. 2009, A&A, 502, 705
Chiavassa, A., Freytag, B., Masseron, T., & Plez, B. 2011, A&A, 535, A22
Chiavassa, A., Haubois, X., Young, J. S., et al. 2010, A&A, 515, A12
Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2009, A&A, 506, 1351
Dyck, H. M., Benson, J. A., Ridgway, S. T., & Dixon, D. J. 1992, AJ, 104, 1982
Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H.-G., et al. 2012, Journal of Computational Physics, 231, 919
Goorvitch, D. 1994, ApJS, 95, 535
Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734
Harper, G. M., Brown, A., & Guinan, E. F. 2008, AJ, 135, 1430
Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923
Hestroffer, D. 1997, A&A, 327, 199
Josselin, E. & Plez, B. 2007, A&A, 469, 671
Jura, M. & Kleinmann, S. G. 1990, ApJS, 73, 769
Kervella, P., Le Bertre, T., & Perrin, G., eds. 2013, EAS Publications Series, Vol. 60, Betelgeuse Workshop 2012
Kervella, P., Perrin, G., Chiavassa, A., et al. 2011, A&A, 531, A117
Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, A&A, 504, 115
Kurucz, R. L. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 14
Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734
Lambert, D. L., Brown, J. A., Hinkle, K. H., & Johnson, H. R. 1984, ApJ, 284, 223
Lambert, J., Josselin, E., Ryde, N., & Faure, A. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 111–119
Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, ApJ, 628, 973
Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, ApJ, 53, 249
Neilson, H. R., Lester, J. B., & Haubois, X. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, ed. S. Qain, K. Leung, L. Zhu, & S. Kwok, Vol. 451, 117
O'Gorman, E., Harper, G. M., Brown, J. M., et al. 2012, AJ, 144, 36
Ohnaka, K. 2004, A&A, 421, 1149
Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Benisty, M., et al. 2009, A&A, 503, 183
Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Schertl, D., et al. 2013, A&A, 555, A24
Ohnaka, K., Weigelt, G., Millour, F., et al. 2011, A&A, 529, A163
Partridge, H. & Schwenke, D. W. 1997, J. Chem. Phys., 106, 4618
Perrin, G., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., et al. 2004, A&A, 418, 675
Perrin, G., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2007, A&A, 474, 599
Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1
Ravi, V., Wishnow, E., Lockwood, S., & Townes, C. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 448, 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, 1025
Richards, A. M. S., Davis, R. J., Decin, L., et al. 2013, MNRAS, 432, L61
Roddier, F. & Roddier, C. 1985, ApJ, 295, L21
Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29
Townes, C. H., Wishnow, E. H., Hale, D. D. S., & Walp, B. 2009, ApJ, 697, L127
Tsuji, T. 2000, ApJ, 538, 801
Tsuji, T. 2006, ApJ, 645, 1448
Uitenbroek, H., Dupree, A. K., & Gilliland, R. L. 1998, AJ, 116, 2501
van Loon, J. T. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, 307–316

[3] Available at http://www.jmmc.fr/amberdrs

Table 1. Details of our AMBER observations of Betelgeuse. B_p is the projected baseline length and PA is the position angle of the projected baseline vector (0° is north and 90° is east.)

#	Name	Mode	t_{obs} (UTC)	Stations	B_p (m)	PA (°)	Seeing (") (Visible)	τ_0 (ms)	DIT (ms)	Number of frames
					2011 January 01					
Cal	HR-1543	MR_K	00:50	E0-G0-H0	37.98/12.67/25.31	73.62/73.62/73.62	0.99	3.50	0.5	11*120
Cal	HR-2508	MR_K	02:28	E0-G0-H0	25.89/12.95/38.85	61.01/60.99/61.01	1.13	3.03	0.5	11*120
1	Betelgeuse	MR_K	03:17	E0-G0-H0	30.39/15.20/45.59	74.28/74.27/74.27	1.02	3.35	0.5	5*120
2	Betelgeuse	MR_K	03:29	E0-G0-H0	30.89/15.45/46.34	74.12/74.11/74.12	1.19	2.85	0.187	5*120
Cal	HR-2508	MR_K	03:51	E0-G0-H0	30.46/15.24/45.70	68.59/68.58/68.59	1.14	2.97	0.187	2*1000
Cal	HR-2508	MR_K	04:03	E0-G0-H0	30.99/15.51/46.50	69.55/69.53/69.55	1.08	3.14	0.187	10*100
11	Betelgeuse	MR_K	04:21	E0-G0-H0	31.95/15.99/47.94	73.01/73.00/73.01	1.10	3.09	0.187	10*100
Cal	HR-2508	MR_K	04:35	E0-G0-H0	31.75/15.89/47.64	71.28/71.26/71.28	0.83	4.06	0.187	10*100
4	Betelgeuse	MR_K	04:51	E0-G0-H0	31.90/15.96/47.86	72.03/72.01/72.02	0.77	4.40	0.187	10*100
Cal	HR-2508	MR_K	05:06	E0-G0-H0	31.99/16.01/48.00	72.63/72.61/72.62	0.75	4.48	0.187	10*100
5	Betelgeuse	MR_K	05:28	E0-G0-H0	31.19/15.61/46.79	70.40/70.39/70.40	0.90	3.74	0.187	3*200
6	Betelgeuse	MR_K	05:33	E0-G0-H0	31.02/15.52/46.54	70.12/70.11/70.12	0.89	3.77	0.187	9*100
Cal	HR-2469	MR_K	05:51	E0-G0-H0	31.23/15.63/46.86	74.28/74.27/74.28	0.84	3.84	0.187	11*100
Cal	HR-2469	MR_K	06:35	E0-G0-I1	58.57/48.00/14.75	114.06/125.21/75.10	0.78	4.12	0.187	8*100
Cal	HR-3950	MR_K	07:21	E0-G0-I1	68.79/56.25/15.19	105.10/113.00/74.47	1.16	2.73	0.187	10*100
Cal	HR-3950	MR_K	08:14	E0-G0-I1	66.95/53.79/15.93	103.62/112.20/73.38	0.91	3.42	0.187	22*100
					2011 January 02					
Cal	HR-1543	MR_K	01:50	E0-G0-I1	56.52/14.83/68.64	113.51/74.22/105.65	1.24	2.30	0.5	10*100
7	Betelgeuse	MR_K	02:14	E0-G0-I1	56.02/13.54/66.86	115.08/74.30/107.48	1.0	2.86	0.5	10*100
8	Betelgeuse	MR_K	02:29	E0-G0-I1	56.38/14.07/67.76	114.40/74.41/106.74	1.12	2.54	0.187	10*100
Cal	HR-2275	MR_K	02:55	E0-G0-I1	55.96/14.50/67.17	113.34/69.46/104.74	0.98	2.29	0.187	10*100
Cal	HR-2275	MR_K	03:05	E0-G0-I1	56.23/14.76/67.72	113.35/69.96/104.74	0.98	2.89	0.5	6*100
9	Betelgeuse	MR_K	03:39	E0-G0-I1	55.37/15.67/68.31	112.58/73.89/104.34	0.79	3.59	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_K	04:02	E0-G0-I1	56.10/15.80/68.64	114.15/72.04/105.27	0.92	3.10	0.5	7*100
10	Betelgeuse	MR_K	04:22	E0-G0-I1	52.55/16.00/65.68	112.42/72.84/103.49	0.79	3.59	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_K	04:45	E0-G0-I1	54.09/16.00/66.72	115.67/72.83/106.29	0.98	2.91	0.5	6*100
11	Betelgeuse	MR_K	05:19	E0-G0-H0	31.29/15.66/46.94	70.58/70.57/70.58	1.19	2.39	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_K	05:36	E0-G0-H0	31.12/15.57/46.69	73.03/73.01/73.02	1.23	2.44	0.5	5*100
12	Betelgeuse	MR_K	05:52	E0-G0-H0	30.14/15.08/45.23	68.75/68.74/68.74	1.09	2.76	0.5	5*120
Cal	HR-2275	MR_K	06:21	E0-G0-H0	29.19/14.61/43.80	72.47/72.46/72.46	1.14	2.68	0.5	10*120
Cal	HR-3950	MR_K	07:44	E0-G0-H0	15.67/31.32/46.99	74.00/74.01/74.00	1.18	2.75	0.5	6*120
Cal	HR-2508	MR_K	08:01	E0-G0-H0	11.67/23.32/34.99	74.81/74.83/74.82	0.99	3.30	0.5	20*100
					2011 January 03					
Cal	HR-1543	MR_K	01:03	E0-G0-I1	66.73/55.95/13.51	107.44/115.08/74.01	0.99	4.02	0.5	5*100
Cal	HR-1543	MR_K	01:17	E0-G0-I1	67.58/56.31/13.99	106.79/114.49/74.16	0.86	4.62	0.5	5*100
13	Betelgeuse	MR_K	01:33	E0-G0-I1	63.68/54.36/12.09	109.60/117.10/73.61	0.86	4.58	0.5	5*100
Cal	HR-2508	MR_K	01:49	E0-G0-I1	55.95/48.40/11.82	102.08/112.10/56.6	0.85	4.61	0.5	5*100
14	Betelgeuse	MR_K	02:05	E0-G0-I1	66.51/55.86/13.36	107.73/115.32/74.24	0.63	6.24	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_K	02:19	E0-G0-I1	64.49/54.43/13.48	104.93/113.61/67.38	0.70	5.63	0.5	5*120
15	Betelgeuse	MR_K	02:33	E0-G0-I1	68.12/56.49/14.31	106.39/114.10/74.43	0.63	6.17	0.5	5*120
Cal	HR-2508	MR_K	03:03	G0-H0-I1	40.77/54.79/28.65	142.77/112.12/65.62	0.63	6.15	0.5	6*100

Table 1. continued.

#	Name	Mode	t_{obs} (UTC)	Stations	B_p (m)	PA (°)	Seeing (") (Visible)	τ_0 (ms)	DIT (ms)	Number of frames
16	Betelgeuse	MR_K	03:20	G0-H0-I1	37.24/55.95/30.85	143.99/112.81/74.14	0.69	5.61	0.5	5*120
Cal	HR-2275	MR_K	03:34	G0-H0-I1	39.57/56.51/30.91	145.38/113.65/71.34	0.65	6.00	0.5	5*120
17	Betelgeuse	MR_K	03:50	G0-H0-I1	35.91/54.59/31.66	146.00/112.44/73.60	0.74	5.22	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_K	04:02	G0-H0-I1	38.80/55.97/31.66	147.43/114.26/72.16	0.89	4.30	0.5	5*100
Cal	HR-2275	MR_H	04:21	G0-H0-I1	38.23/55.23/31.92	149.05/114.85/72.55	1.14	3.38	0.5	5*100
18	Betelgeuse	MR_H	04:43	G0-H0-I1	33.35/50.28/31.90	151.23/112.68/72.03	0.92	4.16	0.5	6*100
Cal	HR-2508	MR_H	05:14	G0-H0-I1	38.73/54.48/31.90	152.74/117.59/73.25	0.98	3.90	0.5	5*100
Cal	HR-2508	MR_H	05:39	E0-G0-I1	15.76/52.81/64.82	73.99/119.54/109.55	0.72	4.52	0.5	5*120
19	Betelgeuse	MR_H	05:57	E0-G0-I1	14.89/40.67/51.90	68.16/115.71/103.49	0.93	3.47	0.5	10*100
Cal	HR-2508	MR_H	06:22	E0-G0-I1	15.01/49.01/59.94	74.89/123.86/112.97	1.05	3.07	0.5	5*100
Cal	HR-2508	MR_H	06:41	E0-G0-H0	43.57/14.53/29.04	75.14/75.12/75.14	0.78	4.14	0.5	5*100
Cal	HR-2508	MR_H	07:32	E0-G0-I1	48.84/41.12/12.78	121.77/134.82/75.19	0.58	5.58	0.5	10*100
Cal	HR-2508	MR_H	08:09	E0-G0-I1	42.03/36.77/11.12	129.39/143.71/74.51	0.72	4.45	0.5	15*100
2011 February 17										
Cal	HR-2275	MR_H	02:09	E0-G0-H0	47.72/31.80/15.91	73.01/73.02/73.00	1.39	2.59	0.5	5*100
20	Betelgeuse	MR_H	02:47	E0-G0-H0	45.70/30.46/15.24	69.22/69.23/69.22	1.47	2.45	0.5	6*100

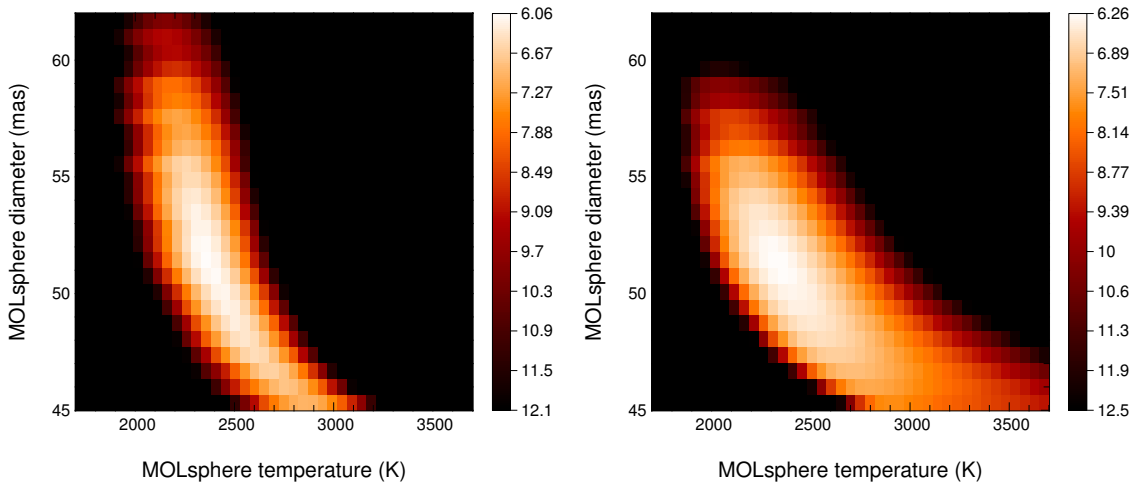

Fig. 8. χ^2 map of the single layer model. *Left:* The CO column density is fit on each cell of the grid for a constant $N_{\mathrm{H_2O}} = 3.28 \times 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$. *Right:* The H_2O column density is fit on each cell of the grid for a constant $N_{\mathrm{CO}} = 1.53 \times 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

Annexe B

Article *A&A* : un disque translucide vu dans le plan équatorial autour de la plus proche étoile AGB, L_2 Puppis

Article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics* le 10 avril 2014.

A&A 564, A88 (2014)
DOI: 10.1051/0004-6361/201323273
© ESO 2014

Astronomy & Astrophysics

An edge-on translucent dust disk around the nearest AGB star, L$_2$ Puppis⋆,⋆⋆

VLT/NACO spectro-imaging from 1.04 to 4.05 μm and VLTI interferometry

P. Kervella[1], M. Montargès[1], S. T. Ridgway[2], G. Perrin[1], O. Chesneau[3], S. Lacour[1], A. Chiavassa[3], X. Haubois[1], and A. Gallenne[4]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: pierre.kervella@obspm.fr
[2] National Optical Astronomy Observatories, 950 North Cherry Avenue, Tucson AZ 85719, USA
[3] Laboratoire Lagrange, UMR 7293, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Bd de l'Observatoire, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
[4] Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C Concepción, Chile

Received 18 December 2013 / Accepted 4 March 2014

ABSTRACT

As the nearest known AGB star (d = 64 pc) and one of the brightest ($m_K \approx -2$), L$_2$ Pup is a particularly interesting benchmark object to monitor the final stages of stellar evolution. We report new serendipitous imaging observations of this star with the VLT/NACO adaptive optics system in twelve narrow-band filters covering the 1.0–4.0 μm wavelength range. These diffraction-limited images reveal an extended circumstellar dust lane in front of the star that exhibits a high opacity in the J band and becomes translucent in the H and K bands. In the L band, extended thermal emission from the dust is detected. We reproduced these observations using Monte Carlo radiative transfer modeling of a dust disk with the RADMC-3D code. We also present new interferometric observations with the VLTI/VINCI and MIDI instruments. We measured in the K band an upper limit to the limb-darkened angular diameter of $\theta_{\rm LD} = 17.9 \pm 1.6$ mas, converting to a maximum linear radius of $R = 123 \pm 14\,R_\odot$. Considering the geometry of the extended K band emission in the NACO images, this upper limit is probably close to the actual angular diameter of the star. The position of L$_2$ Pup in the Hertzsprung-Russell diagram indicates that this star has a mass of about 2 $M_\odot$ and is probably experiencing an early stage of the asymptotic giant branch. We did not detect any stellar companion of L$_2$ Pup in our adaptive optics and interferometric observations, and we attribute its apparent astrometric wobble in the H data to variable lighting effects on its circumstellar material. However, we do not exclude the presence of a binary companion, because the large loop structure extending to more than 10 AU to the northeast of the disk in our L-band images may be the result of interaction between the stellar wind of L$_2$ Pup and a hidden secondary object. The geometric configuration that we propose, with a large dust disk seen almost edge-on, appears particularly favorable to test and develop our understanding of the formation of bipolar nebulae.

Key words. stars: individual: HD 56096 – stars: imaging – stars: AGB and post-AGB – circumstellar matter – stars: mass-loss – techniques: high angular resolution

1. Introduction

Evolved stars are important contributors to the enrichment of heavy elements in the interstellar medium, and more generally to the chemical evolution of the Universe. L$_2$ Puppis (HD 56096, HIP 34922, HR 2748) is an asymptotic giant branch (AGB) semiregular variable. Its variability was discovered by Gould as early as 1872 (Cannon 1907). Its M5III spectral type corresponds to an approximate effective temperature of $T_{\rm eff}$ = 3500 K, which is what we considered here. Its proximity (π = 15.61 ± 0.99 mas, van Leeuwen 2007) makes it the closest AGB star and one of the brightest stars in the infrared sky. Goldin & Makarov (2007) identified a periodic shift in the H astrometric position of L$_2$ Pup with a 141-day period and a semi-major axis of 9.5 mas. They attributed this displacement to the orbital reflex motion of the AGB star due to an unresolved companion. The corresponding orbital period is almost identical to the photometric variation period (140.6 days) as listed in the General Catalogue of Variable Stars (Samus et al. 2009). Bedding et al. (2002) explained the long-term (over decades) variability of the brightness of L$_2$ Pup as the consequence of the obscuration of the star by circumstellar dust. These authors also pointed out that the period of L$_2$ Pup has been remarkably stable over 75 years of photometric observations, making it a semiregular variable of the SRa type (i.e. with a well-defined period), closely related to Miras. Lebzelter et al. (2005) obtained six radial velocity measurements spread around the maximum and minimum light phases, and estimated a radial velocity amplitude of 12 km s^{-1}. The binarity hypothesis was discussed (and dismissed) by Jorissen et al. (2009), based in particular on geometrical arguments on the linear size of the giant star. McIntosh & Indermuehle (2013) recently discovered a 139-day periodic velocity centroid variation from SiO maser emission. They concluded that this variability points at the presence of differential illumination, or an asymmetric distribution of the circumstellar

⋆ Based on observations made with ESO telescopes at Paranal Observatory, under ESO programs 090.D-0144(A), 074.D-0198(C) and an unreferenced VLTI/VINCI program.
⋆⋆ FITS files are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/564/A88

material around L_2 Pup. Alternatively, Gray et al. (2009) predicted that the centroid of SiO emission would shift in velocity according to the stage in the stellar cycle, as a consequence of the shock behavior and because the SiO maser region is located in a compact region, within a few stellar radii of the central object. Ohnaka (2014) recently observed L_2 Pup in the thermal infrared domain (N band) using the high spectral resolution mode of VISIR, and concluded that its spectrum cannot be reproduced satisfactorily using MARCS atmosphere models. However, this author considered a temperature of 2800 K for the central star, which may be underestimated (see Sect. 2.4).

We present in Sect. 2 our new NACO, VINCI, and MIDI observations of L_2 Pup, and in Sect. 3 the RADMC-3D radiative transfer model we propose to reproduce these observations. This model consists of a central star surrounded by an edge-on circumstellar disk. Section 4 is dedicated to a discussion of the evolutionary status, mass loss geometry, and possible binarity of L_2 Pup.

2. Observations and data processing

2.1. VLT/NACO imaging

2.1.1. Instrumental setup

We observed L_2 Pup on the night of 21 March 2013 using the Nasmyth Adaptive Optics System (Rousset et al. 2003) of the Very Large Telescope (VLT), coupled to the CONICA infrared camera (Lenzen et al. 1998), which is abbreviated as NACO. As its name indicates, NACO is installed at the Nasmyth focus of the Unit Telescope 4 (Yepun), located on the eastern side of the VLT platform. NAOS is equipped with a tip-tilt mirror and a deformable mirror controlled by 185 actuators, as well as two wavefront sensors: one for visible light, and one for the infrared domain. For our observations, we used the visible light wavefront sensor, as L_2 Pup is bright in the R band (m_R = 2.45; Ducati 2002).

We employed 12 narrow-band filters[1] spread over the infrared $JHKL$ bands, with central wavelengths of 1.04, 1.08, 1.09, 1.24, 1.26, 1.28, 1.64, 1.75, 2.12, 2.17, 3.74, and 4.05 μm. For the JHK band filters (1.04 to 2.17 μm), we selected the S13 camera that provides the smallest available pixel scale of 13.26 ± 0.03 mas/pixel (Masciadri et al. 2003; Neuhäuser et al. 2008), giving a field of view of 13.6″. In the L band (3.74 and 4.05 μm), we used the L27 camera, which has a pixel scale of 27.05 mas/pixel (Schödel et al. 2010) and a field of view of 27.7″. Because of the brightness of L_2 Pup, we also used neutral-density filters, labeled "`ND2_short`" for the wavelengths between 1.04 and 2.17 μm and "`ND2_long`" for the 3.74 and 4.05 μm filters. These two filters have respective transmissions of about 1.3% and 2%. We selected the small 64 pixel (JHK) or 120 pixel (L) windows of the CONICA detector to obtain the highest frame frequency. The detector integration time (DIT) was set to the minimum possible: DIT = 7.2 ms in the JHK bands, and DIT = 8.4 ms for the two L band filters, to freeze the residual atmospheric distortions of the images.

2.1.2. Raw data reduction

Following Kervella et al. (2009), we processed the raw image cubes using a serendipitous imaging technique. The individual raw images were pre-processed (bias subtraction, flat-fielding, bad-pixel masking) using the Yorick[2] and IRAF[3] software packages in a standard way. The quality of adaptive optics images is affected by a residual jitter of the star on the detector (tip-tilt), and by high-order residual wavefront distorsions. Taking advantage of the *cube* mode of CONICA, our extremely short exposures allowed us to freeze the image jitter. After a precentering at the integer pixel level, the images were sorted based on their maximum intensity, used as a proxy of the Strehl ratio. The 50% best images of each cube were then resampled up by a factor 4 (in the JHK bands) or 2 (in the L band) using a cubic

Table 1. Log of the NACO observations of L_2 Pup and its associated PSF calibrators, β Col and α Lyn.

MJD	Star	Filter [μm]	DIT [ms] × NDIT	AM
56 364.1751	α Lyn	3.74	8.4 × 3900	2.189
56 364.1757	α Lyn	4.05	8.4 × 3900	2.194
56 372.0463	β Col	1.75	7.2 × 4200	1.202
56 372.0468	β Col	1.64	7.2 × 4200	1.204
56 372.0476	β Col	1.28	7.2 × 4200	1.207
56 372.0482	β Col	1.26	7.2 × 4200	1.210
56 372.0489	β Col	1.24	7.2 × 4200	1.212
56 372.0495	β Col	1.09	7.2 × 4200	1.215
56 372.0501	β Col	1.08	7.2 × 4200	1.218
56 372.0508	β Col	1.04	7.2 × 4200	1.220
56 372.0515	β Col	2.12	7.2 × 4200	1.224
56 372.0521	β Col	2.17	7.2 × 4200	1.226
56 372.0534*	β Col	3.74	8.4 × 3900	1.232
56 372.0540*	β Col	4.05	8.4 × 3900	1.235
56 372.0609	L_2 Pup	1.75	7.2 × 4200	1.119
56 372.0613	L_2 Pup	1.75	7.2 × 4200	1.120
56 372.0626	L_2 Pup	1.64	7.2 × 4200	1.122
56 372.0630	L_2 Pup	1.64	7.2 × 4200	1.123
56 372.0637	L_2 Pup	1.28	7.2 × 4200	1.124
56 372.0641	L_2 Pup	1.28	7.2 × 4200	1.125
56 372.0648	L_2 Pup	1.26	7.2 × 4200	1.127
56 372.0652	L_2 Pup	1.26	7.2 × 4200	1.128
56 372.0659	L_2 Pup	1.24	7.2 × 4200	1.129
56 372.0663	L_2 Pup	1.24	7.2 × 4200	1.130
56 372.0670	L_2 Pup	1.09	7.2 × 4200	1.131
56 372.0674	L_2 Pup	1.09	7.2 × 4200	1.132
56 372.0678	L_2 Pup	1.09	7.2 × 4200	1.133
56 372.0685	L_2 Pup	1.08	7.2 × 4200	1.134
56 372.0689	L_2 Pup	1.08	7.2 × 4200	1.135
56 372.0693	L_2 Pup	1.08	7.2 × 4200	1.136
56 372.0700	L_2 Pup	1.04	7.2 × 4200	1.138
56 372.0704	L_2 Pup	1.04	7.2 × 4200	1.139
56 372.0708	L_2 Pup	1.04	7.2 × 4200	1.140
56 372.0716	L_2 Pup	2.12	7.2 × 4200	1.141
56 372.0720	L_2 Pup	2.12	7.2 × 4200	1.142
56 372.0727	L_2 Pup	2.17	7.2 × 4200	1.144
56 372.0731	L_2 Pup	2.17	7.2 × 4200	1.145
56 372.0770	L_2 Pup	3.74	8.4 × 3900	1.154
56 372.0775	L_2 Pup	3.74	8.4 × 3900	1.155
56 372.0781	L_2 Pup	4.05	8.4 × 3900	1.157
56 372.0786	L_2 Pup	4.05	8.4 × 3900	1.158

Notes. MJD is the average modified Julian date of the exposures. DIT is the individual exposure time of the NACO frames, and NDIT is the total number of frames recorded. AM is the airmass. * The observations of β Col in the L band (3.74 and 4.05 μm) were affected by a centering problem and were therefore replaced by another PSF standard (α Lyn).

[1] http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/naco/

[2] http://yorick.sourceforge.net/

[3] http://iraf.noao.edu

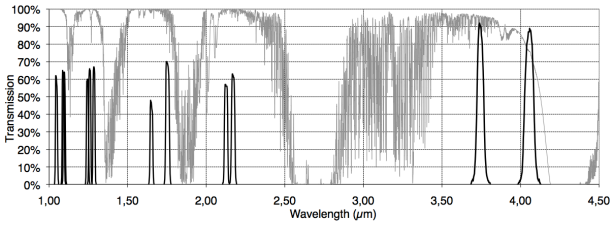

Fig. 1. Transmissions of the 12 CONICA narrow-band filters used for the observations of L$_2$ Pup (black profiles) and of the atmosphere (thin gray curve, Lord 1992).

Table 2. Physical parameters used to characterize the photometric/PSF calibrators

Parameter	β Col	α Lyn
θ_{LD} (mas)	3.99 ± 0.05	7.30 ± 0.08
T_{eff} (K)	4500	3750
log(g)	2.0	0.0
log(Fe/H)	+0.5	−0.5

Notes. θ_{LD} is the limb-darkened angular diameter.

spline interpolation, and the star image was precisely centered using Gaussian fitting. The selected and centered image cubes were eventually averaged to obtain the master images of each star used in the following analysis. A more stringent selection (e.g. considering only 10% of the frames) does not result in a significantly better image quality, as most of the residual image degradation is caused by the tip-tilt errors and not by higher order pertubations.

2.1.3. Photometric calibration

We photometrically normalized the images using our point spread function (PSF) reference. We used the calibrators β Col (*JHK* bands) and α Lyn (*L* band), whose images are shown in Figs. 2 and 3. We retrieved the spectral energy distribution (SED) from the Castelli-Kurucz catalogue (Castelli & Kurucz 2004; Kurucz 2005) provided by the STScI[4]. The physical parameters used to characterize the calibrators are listed in Table 2. We tested the reliability of the SED by comparing it with the existing broadband photometry measurements for both stars. Then we integrated the SED in each observed narrow-band using the NACO filter profiles presented in Fig. 1. To calibrate photometrically the images of L$_2$ Pup, we then multiplied their pixel values by the integrated SED of the PSF calibrator in each filter band and divided them by the integrated flux measured on a disk of 33 mas in radius, thus avoiding a contamination by the adaptive optics residual halo. The resulting photometry of L$_2$ Pup in the 12 narrow band filters of NACO is listed in Table 3.

2.1.4. Image deconvolution

As discussed by Kervella et al. (2009), the improvement in Strehl ratio from the serendipitous imaging approach compared with classical long exposures is particularly significant in the *J* band filters. This technique allows us to retrieve details at the diffraction limit of the telescope, and makes the deconvolution of the images much more efficient.

[4] http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/castelli_kurucz_atlas.html

Table 3. Photometry of L$_2$ Pup in the NACO narrow-band filters for the observing epoch 2013.22.

Filter	λ_0 [μm]	$\Delta\lambda$ [μm]	Flux density [10^{-10} W/m^2/μm]
NB1.04	1.040	0.015	7.15 ± 0.93
NB1.08	1.083	0.015	7.75 ± 0.10
NB1.09	1.094	0.015	6.46 ± 0.84
NB1.24	1.237	0.015	7.52 ± 0.98
NB1.26	1.257	0.014	8.74 ± 0.11
NB1.28	1.282	0.014	8.19 ± 0.11
NB1.64	1.644	0.018	7.42 ± 0.97
NB1.75	1.748	0.026	7.69 ± 0.10
NB2.12	2.122	0.022	7.20 ± 0.94
NB2.17	2.166	0.023	6.42 ± 0.84
NB3.74	3.74	0.02	4.73 ± 0.62
NB4.05	4.05	0.02	5.13 ± 0.67

We deconvolved the images of L$_2$ Pup using the PSF images (Sect. 2.1.2) as the dirty beams and the Lucy-Richardson (L-R) algorithm implemented in the IRAF software package. The resulting average deconvolved images in the 12 narrow-band filters are presented in Fig. 4, and a color composite image is presented in Fig. 5. We stopped the L-R deconvolution after 80 iterations (uniformly for all wavelengths), as the images do not show a significant evolution for additional processing steps.

2.2. VLTI/VINCI interferometry

L$_2$ Pup was observed on several occasions during the early commissioning of the VLTI in late 2001, using the VLT INterferometer Commissioning Instrument (VINCI, Kervella et al. 2004a) and the two VLTI 0.35 m test siderostats installed on the E0-G0 baseline (16 m ground length). We used a regular *K*-band filter (λ = 2.0–2.4 μm) and processed the data using the standard VINCI data reduction software version 3.0. As VINCI is a single-mode instrument (i.e. it spatially filters the light beams using single-mode fibers), its field of view is defined by a combination of the seeing spot and the acceptance function of the input fibers. The latter is matched to the Airy pattern of the telescope, whose typical size is ≈1.4″. For extended objects larger than the Airy pattern of the telescopes, variable seeing conditions can result in a variable bias on the measured visibility (Guyon 2002). However, as shown in Sect. 2.1, most of L$_2$ Pup's flux is coming from an area on the sky that is well contained in the 1.4″ Airy pattern of the 0.35 m VLTI siderostats. The VINCI measurements are therefore not affected by this bias. L$_2$ Pup's instrumental visibilities were calibrated using Sirius ($\theta_{UD\,K}$ = 5.936 ± 0.016 mas; Kervella et al. 2003) and ϵ Lep (HD 32887, $\theta_{UD\,K}$ = 5.91 ± 0.064 mas; Bordé et al. 2002).

2.2.1. Resolved flux debiasing

From the morphology of L$_2$ Pup in our NACO images, it is clear that a significant fraction of the flux collected by the VINCI instrument in the *K* band within its ≈1.4″ field of view comes from spatially extended emission. Any flux contribution from structures larger than the resolving power of the interferometer will contribute essentially uncorrelated flux to the measurements. In other words, VINCI's V^2 values are displaced towards lower values by the contribution from the extended disk. To retrieve the

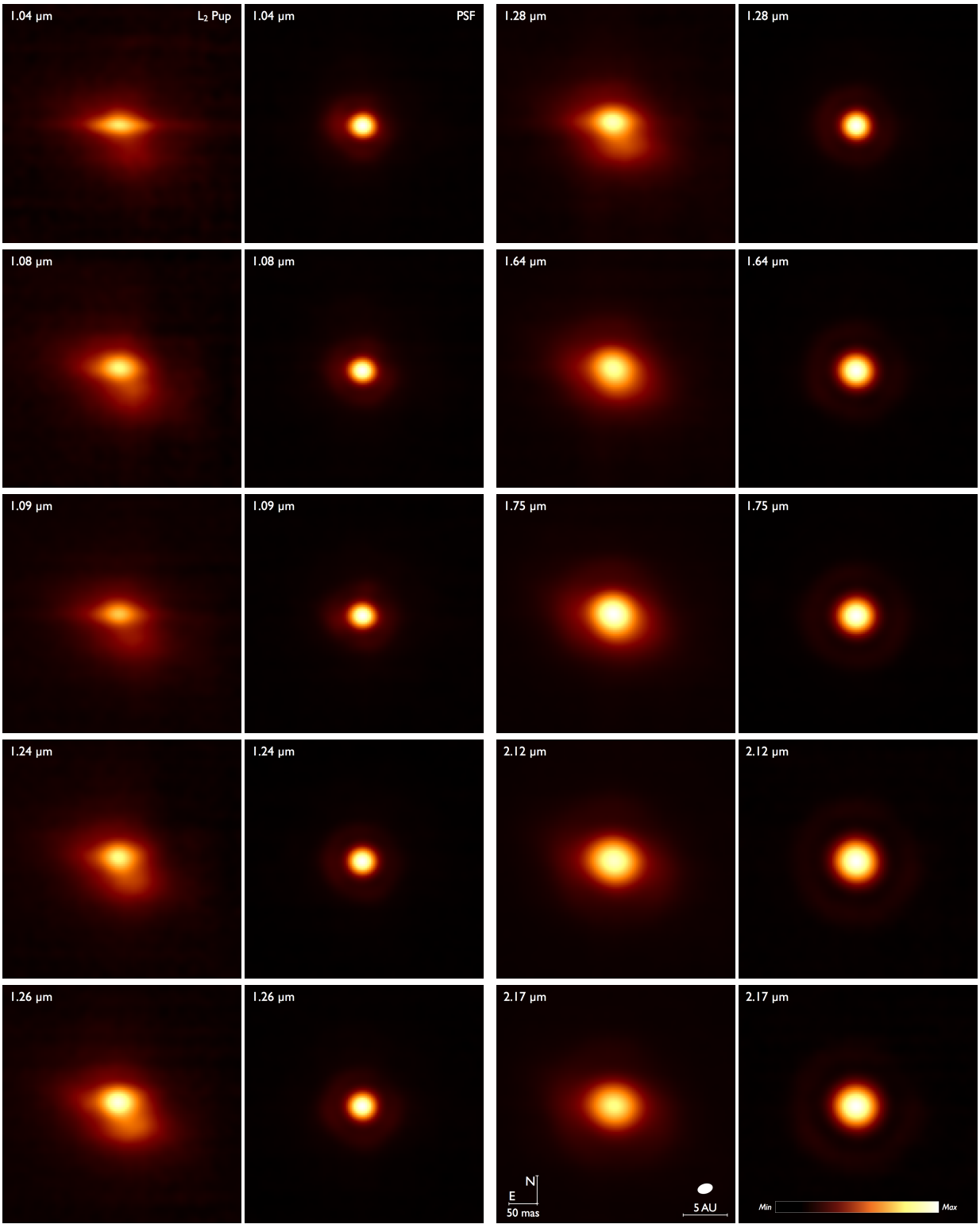

Fig. 2. Non-deconvolved images of L_2 Pup and its PSF calibrator (β Col) in the 10 narrow-band filters of CONICA covering the JHK bands. The field of view is 0.414″, with north up and east to the left. The color scale (*bottom right panel*) is a function of the square root of the irradiance, from the minimum to the maximum in each image. The white ellipse represented in the 2.17 μm panel corresponds to the model derived from the VINCI data (Sect. 2.2.2).

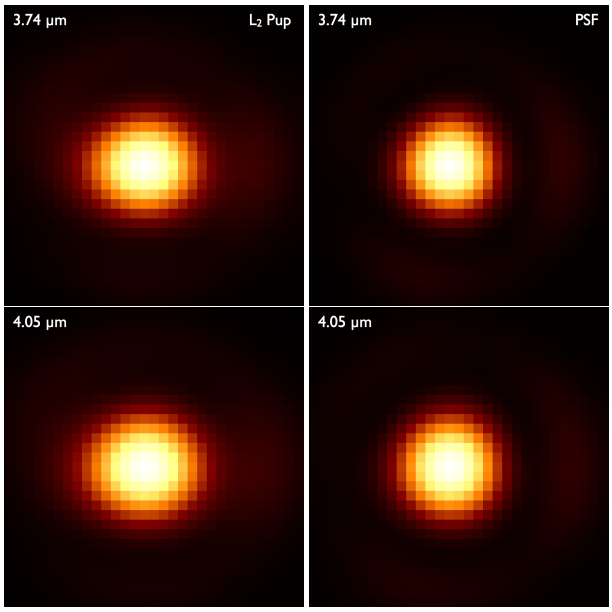

Fig. 3. Non-deconvolved images of L_2 Pup and its associated PSF (α Lyn) in the two narrow-band filters of CONICA in the L band. Orientation, field of view and color scale are the same as in Fig. 2.

Table 4. VINCI observations of L_2 Pup in the infrared K band (effective wavelength $\lambda_{\rm eff} = 2.19\,\mu$m).

MJD	B [m]	PA [deg]	V^2
52 195.318	15.18	39.89	0.1439 ± 0.0064
52 197.277	14.67	27.74	0.1799 ± 0.0093
52 197.319	15.28	41.92	0.1421 ± 0.0080
52 200.292	15.00	35.87	0.1250 ± 0.0024
52 200.338	15.63	49.93	0.0875 ± 0.0019
52 200.376	15.96	60.52	0.0678 ± 0.0013
52 201.281	14.88	33.11	0.1327 ± 0.0027
52 201.316	15.39	44.40	0.0938 ± 0.0015
52 201.356	15.84	55.81	0.0708 ± 0.0012
52 202.280	14.90	33.46	0.1278 ± 0.0067
52 202.326	15.56	48.17	0.0804 ± 0.0042
52 202.377	15.99	62.23	0.0664 ± 0.0048
52 203.278	14.91	33.75	0.1149 ± 0.0057
52 203.343	15.78	53.81	0.0687 ± 0.0034
52 203.375	15.99	62.33	0.0593 ± 0.0030
52 210.343	15.93	58.98	0.0449 ± 0.0023
52 218.360	15.98	69.02	0.0368 ± 0.0009
52 218.363	15.96	69.76	0.0369 ± 0.0011
52 218.367	15.95	70.62	0.0374 ± 0.0011

Notes. MJD is the average modified Julian date of the exposures, B is the projected baseline length in meters, PA is the position angle relative to north ($E = 90°$) and V^2 is the squared visibility of the fringes.

properties of the central object, we therefore have to correct for this effect.

Because we do not have interferometric measurements on short baselines (0–15 m), we used the NACO images at 2.12 and 2.17 μm (Fig. 4, within the VINCI wavelength range) to measure the relative flux contribution that is unresolved by the Unit Telescope. The NACO images were obtained in 2013, while the VINCI observations were recorded in late 2001. According to Fig. 2 in Bedding et al. (2002), L_2 Pup was at this time in its current low photometric flux state. We interpolated the L-R deconvolved 2.12 and 2.17 μm images of L_2 Pup over the central object to remove its flux contribution. We used the deconvolved images because the L-R deconvolution algorithm presents the advantage of preserving the photometric flux. The result of this operation is shown in Fig. 6. We then estimated the unresolved flux fraction $\omega = 1 - f_{\rm resolved}/f_{\rm total}$ from the flux $f_{\rm resolved}$ in the image of the disk alone and the total flux in the original image $f_{\rm total}$. We obtained $\omega = 59.2\%$ for the 2.17 μm image and $\omega = 62.9\%$ for the 2.12 μm band. We therefore considered a value of $\omega = 60 \pm 5\%$ to debias the VINCI visibilities using

$$V^2_{\rm debiased} = \frac{V^2_{\rm measured}}{\omega^2}. \quad (1)$$

The VINCI squared visibility measurements are presented in Fig. 7. As shown in the top panel, the distribution of the $V^2(B)$ measurement points does not follow the general trend expected for a circularly symmetric object. Using a simple uniform disk model with 100% unresolved flux fraction, we obtained a best-fit uniform disk (UD) angular diameter $\theta_{\rm UD} = 26.6 \pm 1.5$ mas with a poor reduced $\chi^2_{\rm red} \approx 150$. Considering $\omega = 60\%$, we obtained $\theta_{\rm UD} = 22.4 \pm 2.5$ mas with an even higher reduced $\chi^2_{\rm red} \approx 210$. This behavior is due to the fact that adding a resolved flux contribution to the model makes the slope of the visibility curve $V(B)$ shallower, while the observations show that it is actually steeper. We therefore test hereafter two simple geometrical models to better reproduce the VINCI data: 1) a uniform ellipse model and 2) a binary star model.

2.2.2. Uniform ellipse model

In addition to the fixed resolved flux contribution $\omega = 60 \pm 5\%$, the adjusted model has three parameters: the uniform ellipse major-axis angular size $\theta_{\rm a}$, the minor-axis angular size $\theta_{\rm b}$, and the position angle of the major axis $\alpha_{\rm a}$ (north = 0°, east = 90°). The formalism used to fit the data is presented in detail in Kervella & Domiciano de Souza (2006).

The best-fit parameters are $\theta_{\rm a} = 26.9 \pm 1.6$ mas, $\theta_{\rm b} = 17.5 \pm 1.6$ mas, and $\alpha_{\rm a} = 106 \pm 4°$. The minimum reduced $\chi^2_{\rm red}$ of the fit is 18, indicating that the dispersion of the measurements is larger than our simple ellipse model predicts. We therefore chose a conservative approach to estimate the error bars by solving the equation $\chi^2_{\rm red}(a, b, \alpha) = 2\chi^2_{\rm red\,min}$. The impact of the 5% error bar on ω dominates the derived parameter uncertainties. The uniform ellipse model is certainly not physically realistic, but reasonable considering the limited available VINCI measurements.

As shown in the NACO images (Fig. 4) and in Fig. 6, the contribution of the circumstellar material of L_2 Pup is important in the K band. The distribution of the emitting material appears elongated approximately along an east-west axis, consistent with the position angle α_a of the major axis of the adjusted ellipse. We took into account the resolved flux measured with NACO, including the part of the circumstellar material that is well inside the interferometric field of view of VINCI. But this contribution is extended spatially along an east-west axis, and it will decrease the measured visibilities (compared with a star without envelope) when the projected baseline azimuth is close to this direction. The measured east-west elongation is therefore probably caused by the circumstellar material and not by a physical elongation of the star itself.

We interpret the minor axis $\theta_{\rm b} = 17.5 \pm 1.6$ mas as an upper limit on the uniform disk angular diameter of the central star in

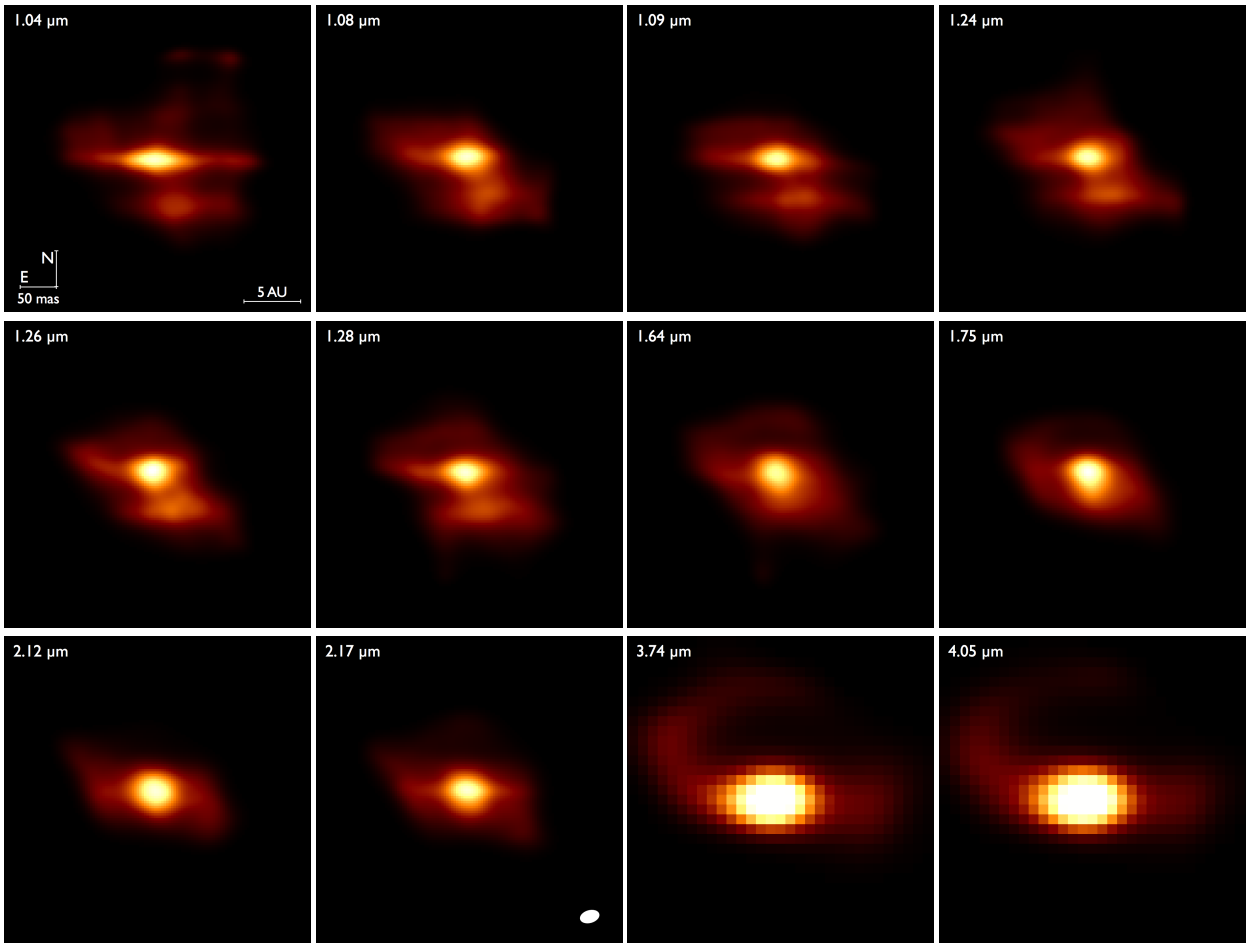

Fig. 4. Deconvolved images of L_2 Pup using a uniform, 80-step Lucy deconvolution. Orientation, field of view and color scale are the same as in Fig. 2. The white ellipse represented in the 2.17 μm panel corresponds to the star model derived from the VINCI data (Sect. 2.2.2).

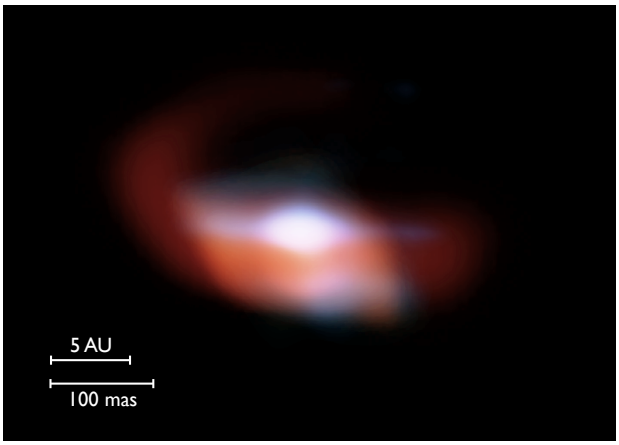

Fig. 5. Color composite view of L_2 Pup assembled from the 12 NACO narrow-band images in the *JHKL* bands.

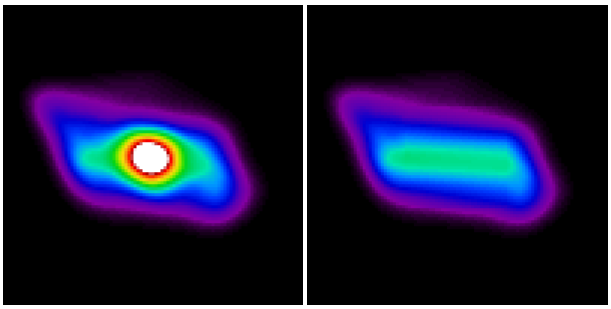

Fig. 6. Deconvolved image of L_2 Pup at 2.17 μm (*left*) and contribution from the disk alone (*right*). The field of view is 1.33″.

the *K* band. Considering that we do not detect a significant extension of L_2 Pup's envelope in the *K* band NACO images along the orthogonal direction (i.e. approximately north-south, see Fig. 4), this upper limit is most probably close to the actual angular size of the star within the stated uncertainty domain. The linear limb-darkening coefficient computed by Claret & Bloemen (2011) using the flux conservation method is $u = 0.3139$ in the *K* band for $T_{\rm eff} = 3500$ K, $\log g = 1.5$ and solar metallicity. This value of u gives a correction (Hanbury Brown et al. 1974)

$$\theta_{\rm LD}/\theta_{\rm UD} = \sqrt{\frac{1-u/3}{1-7u/15}} = 1.024. \quad (2)$$

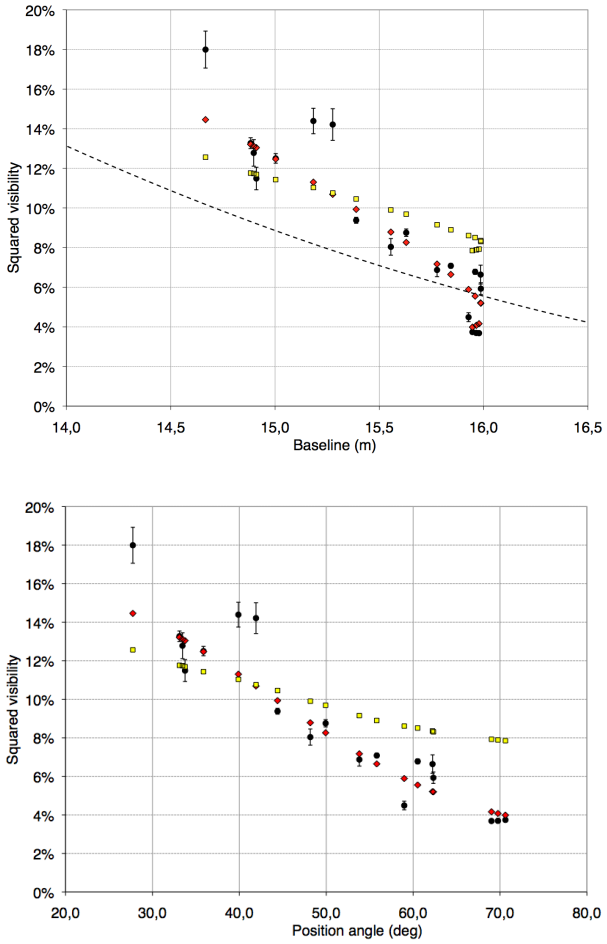

Fig. 7. VINCI squared visibilities measured on L_2 Pup, as a function of the baseline length (*top panel*) and of the baseline position angle (*bottom panel*) at an effective wavelength of 2.19 μm. The solid black dots are the VINCI visibility measurements, the red diamonds are the best fit uniform ellipse model visibilities (see Sect. 2.2.2 for details), and the yellow squares show the visibility derived from the RADMC-3D model presented in Sect. 3. The dashed curve in the top panel is a 26.6 mas uniform disk squared visibility function (assuming ω = 100% unresolved flux), intended to guide the eye.

Applied to θ_{UD} = 17.5 ± 1.6 mas, this gives a maximum limb-darkened angular diameter θ_{LD} = 17.9 ± 1.6 mas for the central star. The angular diameter that we obtain agrees well with the size of the compact component observed by Ireland et al. (2004) using aperture masking in the near-infrared. It is also consistent with the prediction by Dumm & Schild (1998, θ_{LD} = 19.3 mas), which was based on surface brightness considerations.

Combining the angular diameter with the parallax of L_2 Pup (π = 15.61 ± 0.99 mas, van Leeuwen 2007), this translates into a maximum photospheric radius of $R(L_2\,\mathrm{Pup}) = 123 \pm 14\,R_\odot$. This radius is consistent with the typical size of an M5III giant star (Dumm & Schild 1998). According to the AAVSO[5] light curve for L_2 Pup, the VINCI observations were obtained at a phase close to the minimum apparent luminosity in its 141 d cycle. For a pulsating star, this corresponds to a diameter slightly below its average value.

[5] http://www.aavso.org

2.2.3. Binary star model

It has been suggested by Goldin & Makarov (2007) that L_2 Pup is a binary star, with a very close companion on a 141 day orbit. Because the VINCI data have been obtained over a relatively short time (three weeks) compared to this orbital period, we considered all of them simultaneously to search for a binary star solution. In our adjusted model, we adopted an unresolved flux fraction ω = 60% (Sect. 2.2.1) and assumed that the central star A is a uniform disk with an angular diameter θ_{UD} (adjusted). We added an unresolved secondary source B located at a position $(\Delta x, \Delta y)$ relative to the primary, with a flux ratio $\rho = f(B)/f(A)$. We mapped the parameter space over a broad range of parameter values (θ_{UD} = 10 to 30 mas, Δx and Δy = 0 to 100 mas, ρ = 0 to 0.5), but found no satisfactory solution. The best-fit reduced χ^2 values remained significantly higher (around 300) than the uniform ellipse model. Qualitatively, the reason for this behavior is that our simple binary star model does not reproduce properly the observed slope and azimuth dependence of the measured visibility curve. Moreover, in absence of closure phase data (VINCI is a two-telescope instrument providing only V^2 values), it is not possible to fit a more sophisticated model that for instance includes a better description of the extended dust disk. From this analysis, we therefore cannot exclude the presence of a companion, because our VINCI data are too fragmentary to conclude.

2.3. VLTI/MIDI spectroscopy and interferometry

To complete the photometric and spectrophotometric data present in the literature, we retrieved VLTI/MIDI observations from the ESO Data Archive and processed them using the MIA+EWS[6] data processing pipeline (Chesneau 2007). MIDI is an interferometric beam combiner for two telescopes (Leinert et al. 2003), which provides fringe visibility and differential phase measurements in addition to classical spectroscopic capabilities.

The MIDI observation of L_2 Pup was recorded on 3 January 2005 (MJD = 53 373.24), together with one observation of the calibrator star HD 67582, which is part of the Cohen et al. (1999) reference catalog. The two stars were observed between UT 05:06 and UT 06:40 using the 8-meter Unit Telescopes UT2 and UT4. This configuration provided a projected baseline length of 88.9 m along a position angle of PA = 5.2° on L_2 Pup.

The photometric spectrum is presented in Fig. 8. The classical silicate emission feature is clearly visible longward of λ = 9 μm. This feature was already present in the Japanese Infrared Telescope in Space (IRTS) spectrum presented by Bedding et al. (2002).

The interferometric visibility spectrum and differential phases are presented in Fig. 9. The visibility level is extremely low, indicating that the thermal emission from the dust is fully resolved on the relatively long UT2-UT4 observation baseline, and therefore more extended than the resolution of the interferometer (≈25 mas). A simple fit of a Gaussian following the formalism presented by Leinert et al. (2004) results in the full width at half maximum (FWHM) angular size as a function of wavelength presented in Fig. 10. The ≈18 mas angular size derived from the VINCI measurements (Sect. 2.2) corresponds reasonably well to the FWHM derived at λ = 8 μm (≈22 mas). At this wavelength, the flux contribution of the photosphere is still higher than that of the dust. Around 10 μm and longward, the

[6] http://home.strw.leidenuniv.nl/~nevec/MIDI/

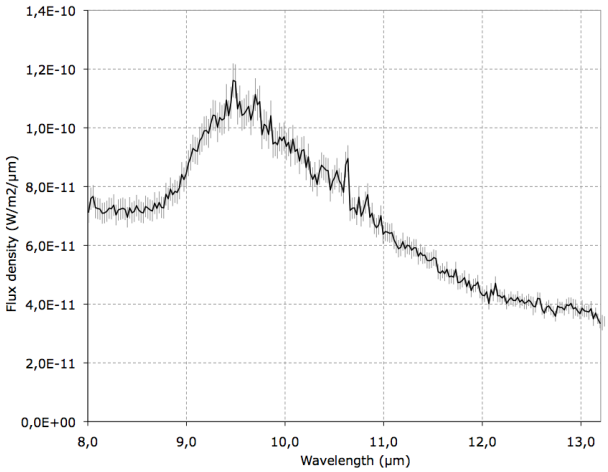

Fig. 8. MIDI photometric spectrum of L_2 Pup.

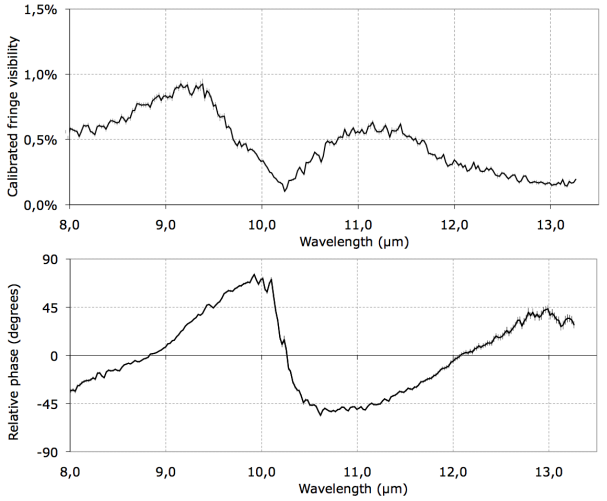

Fig. 9. MIDI fringe visibility spectrum (*top panel*) and differential phases (*bottom panel*) of L_2 Pup.

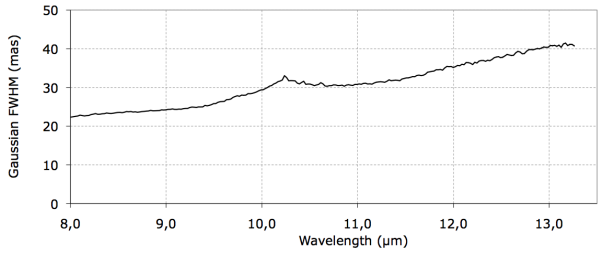

Fig. 10. Equivalent Gaussian FWHM of L_2 Pup derived from the MIDI visibilities.

measured FWHM increases significantly up to 40 mas because the thermal emission becomes dominant.

From the SED discussed in Sect. 2.4, the relative flux contribution of the central star is ≈10% at 10 μm, and based on the VINCI angular diameter, its expected photospheric visibility is ≈40%. These two figures imply that the photosphere probably contributes a ≈4% visibility to the MIDI measurements. Because we observe a much lower visibility value (below 1%), the morphology of the dust envelope in this wavelength range is probably more complex than a simple Gaussian. This conclusion is strengthened by the presence of a dust band in front of the star and of a large loop in the *L* band images (Sect. 3.1).

Interferometric measurements with MIDI at shorter baselines and covering a broader range of position angles are necessary to better constrain the true extension and morphology of the dust envelope at 10 μm. The position angle of the presented MIDI measurement is almost aligned with the minor axis of the disk-like structure observed with NACO. As a consequence, the derived FWHM extension should be considered a lower limit for the actual extension of the thermal infrared emission.

The differential phase signal shows a significant variation with wavelength that is usually associated with a drift of the photocenter of the object as the wavelength changes. This phase behavior is commony interpreted as caused by a disk (see e.g. Deroo et al. 2007; Ohnaka et al. 2008), and few alternative explanations are possible. The photospheric stellar flux decreases as wavelength increases, while the silicate emission feature at 10 μm and longward increases the relative contribution from the dust considerably. This change in flux ratio between the star and the disk as a function of wavelength directly affects the interferometric phase, as observed on the MIDI phase signal (Fig. 9).

However, considering the complexity of the geometry of the observed dust distribution and the scarcity of the MIDI sampling of the spatial frequency (u, v) plane, a different interpretation of the visibility and phase signals appears to be very difficult. We therefore did not consider the MIDI interferometric observables (visibility and phase) any longer in the present study. We used the photometric spectrum to constrain the photometry of our radiative transfer model, however.

2.4. Spectral energy distribution of L_2 Pup

We searched the literature for photometry of L_2 Pup and the retrieved measurements are listed in Table 5. Because it is a variable star, there is some scattering in the measured fluxes, particularly in the visible. The WISE bands 1, 2, and 3 (Cutri et al. 2012) are discrepant compared to the other literature measurements, possibly because of detector saturation on this extremely bright source, and were excluded from this analysis. The *Planck* data points were retrieved from the recently released Planck Collaboration (2013) catalog, considering the PSF fitting method. Compared with the other listed measurements, the angular resolution of the *Planck* instruments is low, with a beam size of ≈5′ at the considered frequencies (217–857 GHz). The millimeter wavelength emission from L_2 Pup and its envelope (millimeter excess) are clearly detected, however.

Figure 11 presents the available photometric measurements from the literature as red squares, the archival IUE spectrum with reference LWP22250[7] as a pink curve, and the MIDI spectrum (Sect. 2.3) as an orange curve.

Many different values of the effective temperature of L_2 Pup are found in the literature, from 2800 K or below up to 3500 K or more. Adding to the difficulty of the measurement, this temperature is also variable over the 141-day cycle of the star (Ruban et al. 2009). Bedding et al. (2002) discussed the choice of effective temperature for this star. The main difficulty in estimating

[7] Retrieved from the IUE database at MAST http://archive.stsci.edu/iue/search.php

Table 5. Photometric measurements of L_2 Pup from the literature.

System	$\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ [μm]	Flux density [W/m^2/μm]	Ref.
ANS 330 nm	0.33 ± 0.01	$5.52 \pm 0.13 \times 10^{-12}$	W82
Johnson U	0.36 ± 0.02	$3.01 \pm 0.14 \times 10^{-11}$	D02
Johnson U	0.36 ± 0.02	$4.26 \pm 0.20 \times 10^{-11}$	M94
Johnson B	0.44 ± 0.05	$1.56 \pm 0.07 \times 10^{-10}$	D02
Johnson B	0.44 ± 0.05	$1.65 \pm 0.08 \times 10^{-10}$	M78
Johnson B	0.44 ± 0.05	$2.22 \pm 0.11 \times 10^{-10}$	M94
Johnson V	0.55 ± 0.04	$3.58 \pm 0.07 \times 10^{-10}$	D02
Johnson V	0.55 ± 0.04	$3.58 \pm 0.07 \times 10^{-10}$	M78
Johnson V	0.55 ± 0.04	$5.02 \pm 0.09 \times 10^{-10}$	M94
Johnson R	0.70 ± 0.11	$1.78 \pm 0.08 \times 10^{-9}$	D02
Johnson R	0.70 ± 0.11	$1.97 \pm 0.09 \times 10^{-9}$	M78
Johnson I	0.90 ± 0.11	$7.78 \pm 0.37 \times 10^{-9}$	D02
Johnson I	0.90 ± 0.11	$8.22 \pm 0.39 \times 10^{-9}$	M78
Johnson J	1.25 ± 0.15	$6.52 \pm 0.43 \times 10^{-9}$	B02
Johnson J	1.25 ± 0.15	$5.75 \pm 0.50 \times 10^{-9}$	D02
Johnson J	1.25 ± 0.15	$4.91 \pm 0.43 \times 10^{-9}$	M78
2MASS J	1.25 ± 0.15	$8.33 \pm 0.89 \times 10^{-9}$	C03
COBE 1.25 μm	1.27 ± 0.16	$7.51 \pm 0.50 \times 10^{-9}$	S04
Johnson H	1.62 ± 0.10	$5.82 \pm 0.37 \times 10^{-9}$	B02
Johnson H	1.62 ± 0.10	$5.76 \pm 0.50 \times 10^{-9}$	D02
2MASS H	1.62 ± 0.10	$6.36 \pm 0.94 \times 10^{-9}$	C03
Johnson K	2.20 ± 0.30	$2.76 \pm 0.14 \times 10^{-9}$	B02
2MASS K	2.16 ± 0.30	$3.59 \pm 0.61 \times 10^{-9}$	C03
Johnson K	2.20 ± 0.30	$2.39 \pm 0.21 \times 10^{-9}$	D02
Johnson K	2.20 ± 0.30	$2.01 \pm 0.17 \times 10^{-9}$	M78
COBE 2.20 μm	2.22 ± 0.19	$3.52 \pm 0.22 \times 10^{-9}$	S04
Johnson L	3.40 ± 0.90	$1.05 \pm 0.04 \times 10^{-9}$	B02
Johnson L	3.40 ± 0.90	$1.12 \pm 0.10 \times 10^{-9}$	D02
COBE 3.50 μm	3.53 ± 0.49	$9.34 \pm 0.46 \times 10^{-10}$	S04
COBE 4.90 μm	4.88 ± 0.36	$3.33 \pm 0.08 \times 10^{-10}$	S04
IRAS 12 μm	11.5 ± 3.5	$5.49 \pm 0.17 \times 10^{-11}$	B88
COBE 12 μm	12.3 ± 4.0	$4.24 \pm 0.10 \times 10^{-11}$	S04
COBE 25 μm	20.8 ± 4.5	$9.62 \pm 0.29 \times 10^{-12}$	S04
WISE 22.1 μm	22.1 ± 5.0	$6.68 \pm 0.32 \times 10^{-12}$	C12
IRAS 25 μm	23.5 ± 2.7	$4.59 \pm 0.18 \times 10^{-12}$	B88
COBE 60 μm	56 ± 14	$1.56 \pm 0.65 \times 10^{-13}$	S04
IRAS 60 μm	62 ± 17	$7.34 \pm 0.59 \times 10^{-14}$	B88
AKARI 65 μm	65 ± 15	$6.06 \pm 0.20 \times 10^{-14}$	I10
AKARI 90 μm	90 ± 30	$1.57 \pm 0.15 \times 10^{-14}$	I10
IRAS 100 μm	103 ± 18	$7.86 \pm 0.94 \times 10^{-15}$	B88
AKARI 140 μm	140 ± 30	$2.02 \pm 0.12 \times 10^{-15}$	I10
AKARI 160 μm	160 ± 20	$1.09 \pm 0.25 \times 10^{-15}$	I10
Planck 857 GHz	350 ± 59	$3.37 \pm 0.71 \times 10^{-17}$	P13
Planck 353 GHz	850 ± 144	$9.39 \pm 1.58 \times 10^{-19}$	P13
Planck 217 GHz	1382 ± 234	$1.13 \pm 0.50 \times 10^{-19}$	P13

References. The references are B02 = Bedding et al. (2002), D02 = Ducati (2002), M78 = Morel & Magnenat (1978), M94 = Mermilliod & Mermilliod (1994), W82 = Wesselius et al. (1982), B88 = Beichman et al. (1988), C03 = Cutri et al. (2003), I10 = Ishihara et al. (2010), C12 = Cutri et al. (2012), P13 = Planck Collaboration (2013), S04 = Smith et al. (2004).

this parameter is that the photometric flux of L_2 Pup itself is affected by two bias sources, depending on the wavelength range. At visible and very near-infrared wavelengths (shortward of the H band), there is strong circumstellar absorption (as shown in Fig. 4) and scattering that results in a negative bias. Longward of the K band, there is a significant contribution from the thermal emission of the dust, which creates a positive bias on the measured flux. The near-infrared H and K bands provide the best window to avoid these two bias sources, as the scattering is much less efficient in these bands than in the visible, while the thermal emission from the dust is still minor compared with the photospheric flux. We here took advantage of the $JHKL$ photometry published by Bedding et al. (2002) to derive the mean magnitudes of L_2 Pup: $m_J = -0.71 \pm 0.07$, $m_H = -1.66 \pm 0.07$, $m_K = -2.13 \pm 0.05$, $m_L = -2.78 \pm 0.04$. We now combine these H and K mean magnitudes with the angular diameter $\theta_{\rm LD} = 17.9 \pm 1.6$ mas we derived in Sect. 2.2.2 to apply the surface brightness-temperature relations derived by Kervella et al. (2004b). We obtain effective temperatures in H and K of 3250 and 3500 K, with an uncertainty of 500 K. We therefore selected for L_2 Pup a model atmosphere SED with an effective temperature of 3500 K. We note that this is close to the choice of Jura et al. (2002) (3400 K).

In Fig. 11, the thin gray curve represents an ATLAS model for $T_{\rm eff} = 3500$ K, $\log g = 1.5$, [M/H] = 0.0, which was retrieved from the Castelli & Kurucz (2004) grid[8] and normalized to a limb-darkened angular diameter of $\theta_{\rm LD} = 17.9$ mas. The thin gray curve is a reddened version of this ATLAS model SED for a selective absorption $E(B-V) = 0.6$, using the prescription by Fitzpatrick (1999) for a standard $R_V = A_V/E(B-V) = 3.1$ interstellar dust model. This value of $E(B-V)$ was adjusted to reproduce the observed SED of L_2 Pup before its recent dimming (i.e., considering the photometric measurements from the literature).

The integrated flux from the Kurucz model gives a bolometric luminosity $L = 2000 \pm 700\,L_\odot$, assuming the H parallax ($\pi = 15.61 \pm 0.99$ mas, van Leeuwen 2007) and a solar bolometric luminosity of $L_\odot = 3.846 \times 10^{26}$ W (Torres 2010).

3. Modeling of the nebula

3.1. Overall morphology of the nebula and chosen model

The NACO images presented in Fig. 4 show that the morphology of the nebula around L_2 Pup is dominated by a dark band in the J band and elongated or loop-like structures at longer wavelengths. As the scattering of the stellar light by the dust is more efficient at shorter wavelengths, the dust band masks the star very efficiently in the J band, and we observe essentially the light scattered above and below the dust disk. This results in an apparent "double source" with one component to the north and one to the south of the star itself, which essentially remains hidden behind the dust. As wavelength increases, the scattering becomes less efficient, and the dust becomes more translucent. In the K band, the star is visible as a single source, together with an east-west segment approximately 5 AU in radius. In the L band (around 4 μm), the thermal emission of the close-in warm dust becomes important. We observe an elongated central source and a large loop extending up to more than 10 AU in radius from the star in the northeast quadrant (Fig. 12). The innermost section of this remarkable feature is also detected at shorter wavelengths (H and K bands). The symmetry of the nebula is essentially along the NS and EW directions, although a noticeable level of warping is visible in the NE-SW direction. This asymmetry may be related to the formation of the loop.

The general structure of L_2 Pup's envelope appears consistent with a dust disk seen almost edge-on. Under this hypothesis, we computed a model of the disk that is presented in the next paragraphs. However, this is certainly not the only possible interpretation of the NACO images. The dust band might for instance be transiting temporarily in front of the star without pertaining to a complete circumstellar disk. We also assumed in our model

[8] http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/castelli_kurucz_atlas.html

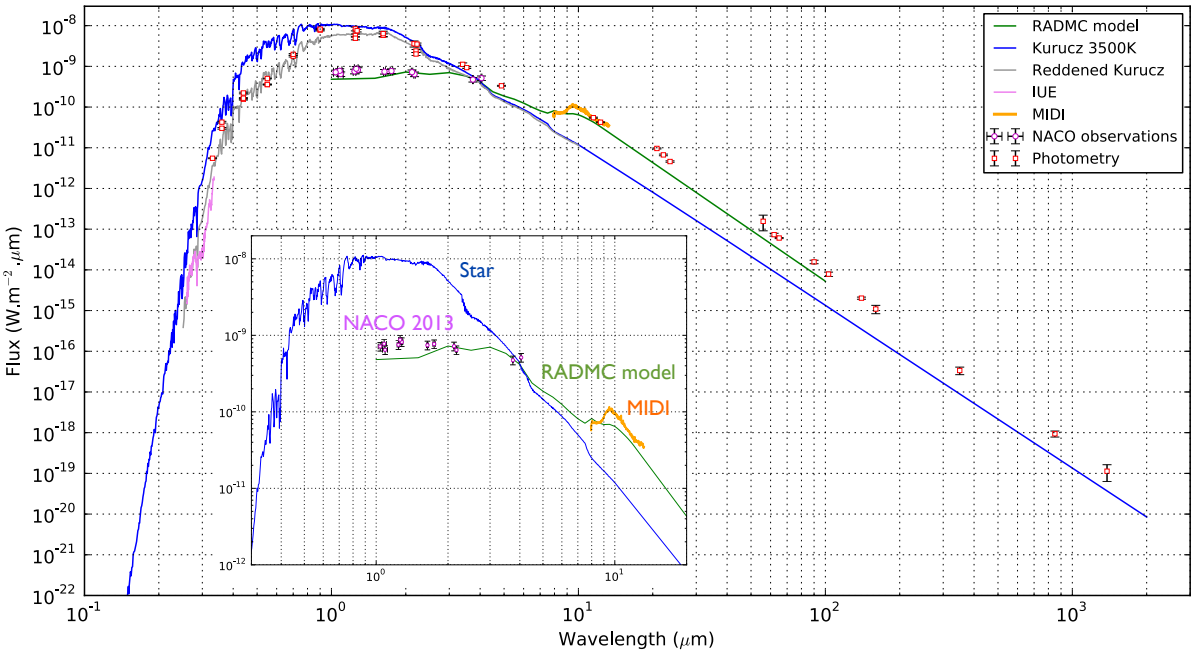

Fig. 11. Spectral energy distribution of L_2 Pup. The blue curve represents the ATLAS model of the central star, and the gray curve is a reddened version of this spectrum assuming $E(B-V) = 0.6$. The available photometry from IUE, MIDI, NACO and the literature are also represented for reference. The green curve represents the photometry extracted from our RADMC-3D model of a circumstellar dust disk around L_2 Pup. The *inset* shows an enlargement of the visible to thermal infrared section of the spectrum.

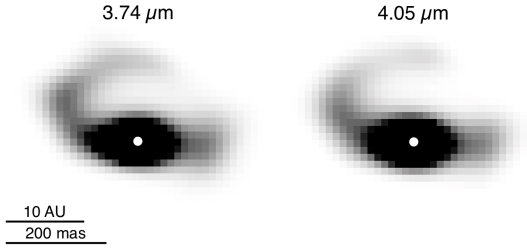

Fig. 12. Deconvolved NACO images of L_2 Pup at 3.74 and 4.05 μm. The position and angular size of the star is represented with a white disk.

Table 6. Grid parameters of the RADMC-3D simulation

Parameter	Value
Inner radius	3 AU
Outer radius	150 AU
Number of points in radius direction	250
Maximum meridional angle	0.8 rad
Number of points in meridional angle	120
Number of points in azimuthal angle	360
Wavelength interval limits	[0.1, 1, 10, 100] μm
Number of points in each interval	[20, 50, 20]

that the dust distribution in the disk follows an axial symmetry. The long-term photometric variability of L_2 Pup presented by Bedding et al. (2002) could be interpreted as the consequence of variable obscuration of the star by circumstellar dust. In this scenario, the relatively large amplitude of the photometric variation in the visible ($\Delta m_V \approx +2.5$ mag since 1995) would imply a very inhomogeneous dust distribution across the disk surface, which is currently not reflected in our model.

The dust disk model we chose should therefore be understood as a simplified, first-order attempt to reproduce the observed morphology of the envelope of L_2 Pup and its present photometry.

3.2. RADMC-3D radiative transfer model

We used the RADMC-3D code[9] (Dullemond 2012) to model the dusty nebula around L_2 Pup. RADMC-3D is designed for astrophysical radiative transfers calculations. It is working in two steps: first it computes the dust temperature by running a thermal Monte Carlo simulation (Bjorkman & Wood 2001), then it produces an image of the dust continuum. The model was first created using the protoplanetary disk GUI provided in the RADMC-3D package and developed by Juhász et al. (2010), which we adapted to suit our needs. We used a regular grid without refinement, whose parameters are listed in Table 6.

Consistent with the VLTI/VINCI observations (see Sect. 2.2), we considered a radius of 123 $R_\odot$ for the central star. The spectrum of the photosphere was taken from an ATLAS model with $T_{\rm eff} = 3500$ K, $\log g = 0.0$ and [M/H] = 0.0 (Fig. 11). We considered an isotropic scattering model for the dust. The disk was considered to be a flared disk, its height being described by

$$H(r) = H_{\rm out}\left(\frac{r}{R_{\rm out}}\right)^{\beta}, \quad (3)$$

where β is the flaring index and $H_{\rm out}$ the external height. The dust surface density for the species i at a radius r from the star is

[9] Available at http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/

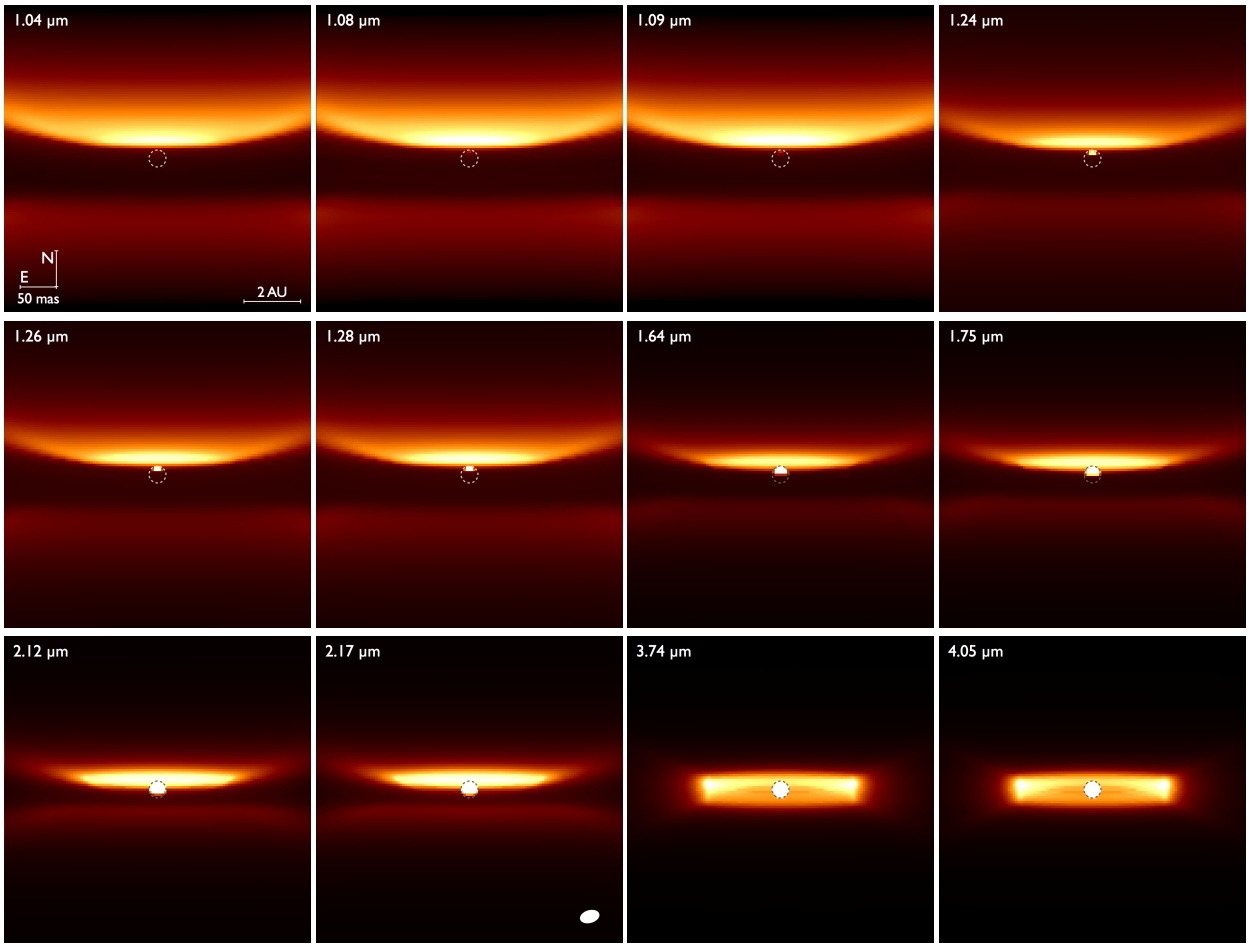

Fig. 13. RADMC-3D model images of L_2 Pup. The field of view of each image is 0.414″ (identical to Figs. 2–4), with north up and east to the left. The position and adopted angular size of the star is represented with a dashed circle. The color scale is a function of the square root of the irradiance, from 100 to 8000 Jy arcsec^{-2} in the 1.04−1.09 μm bands, 0 to 25 000 Jy arcsec^{-2} in the 1.24−1.28 μm bands and 0 to 100 000 Jy arcsec^{-2} in the *HKL* bands. The white ellipse represented in the 2.17 μm panel corresponds to the central object model derived from the VINCI data (Sect. 2.2.2).

defined by

$$\sigma^i(r) = \sigma^i_{\rm out} \left(\frac{r}{R_{\rm out}} \right)^{\alpha}, \quad (4)$$

where $\sigma^i_{\rm out}$ is its surface density at $R_{\rm out}$ and α the dust density power-law exponent.

To compare our RADMC-3D model with the VINCI observations, we computed interferometric visibilities from our model image at 2.17 μm. The results are presented in Fig. 7 (yellow squares). A multiplicative factor of 75% was applied to match the model visibilities to the mean value of the VINCI visibilities. This indicates that a significant resolved flux contribution of ≈25% of the total flux in the *K* band is not included in our RADMC-3D model. The overall slope of the RADMC-3D visibility curve also appears too shallow compared with the VINCI data, which are better reproduced by the uniform ellipse model presented in Sect. 2.2.2.

These differences may be caused by the simplicity of our dust disk model. It assumes that the scattering material is confined close to the plane of the disk and that the dust distribution follows a simple flared-disk geometry. Discrepancies with the observations may be caused for example by extended emission above or below the plane of the disk, inhomogeneous dust clumps, or simply by a dust distribution in the disk different from the law assumed in our model. We note that the long-term variability of L_2 Pup reported by Bedding et al. (2002) indicates an inhomogeneous dust distribution. Our NACO images also show that emission is indeed present outside of the disk plane, in particular through its distinct warp and the extended *L*-band loop (Sect. 3.1). Our current limited interferometric data set does not allow us to directly constrain the dust distribution law of our model. The difference in slope of our model visibility and the VINCI measurements may be caused by dust emission within a few tens of milliarcseconds from the star that is not taken into account in our RADMC-3D model. Such material could mimic an elliptical elongation of the central object in the interferometric visibilities.

3.3. Derived parameters

Because the morphology of the circumstellar disk depends on many parameters, we did not directly fit the model to the data. Considering the observed structure of the envelope in our

Table 7. Derived parameters of the RADMC-3D dust disk model.

Derived parameter	Value
R_{in}	6 AU
R_{out}	120 AU
α	−3.5
$MgFeSiO_4$ density at R_{out}	7.10^{-8} cm^{-2}
$MgFeSiO_4$ grain size	0.1 μm
$MgFeSi_2O_3$ density at R_{out}	1.10^{-7} cm^{-2}
$MgFeSi_2O_3$ grain size	0.3 μm
H/R at R_{out}	0.8 rad
β	0.8
Inclination	84°

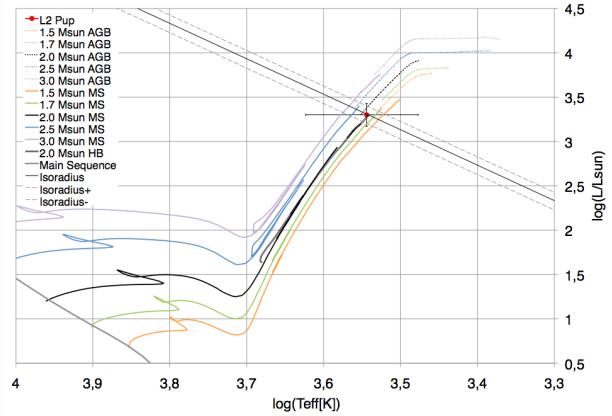

Fig. 14. Position of L_2 Pup in the Hertzsprung-Russell diagram (red dot) and evolutionary tracks from Bertelli et al. (2008).

VLT/NACO observations (Sect. 3.1), we approximated the initial model parameters to obtain comparable images. To refine these parameters, we computed the photometry from the model at the wavelengths of the NACO filters and MIDI photometry and compared it with the observations. We adjusted the inclination of the system, the dust density, and the dust composition to match the measured fluxes. We considered that the disk was made of amorphous silicate, namely olivine $MgFeSiO_4$ and pyroxene $MgFeSi_2O_3$. Their physical constants were obtained from Jaeger et al. (1994) and Dorschner et al. (1995) at the Astrophysical Institute and University Observatory Jena[10]. The specific weight was 3.7 and 3.2 g cm^{-3} for the olivine and for the pyroxene, respectively. The derived parameters are listed in Table 7 and the photometry given by the model is compared with the observed values in Fig. 11 (green curve).

3.4. Polarimetric signature of the disk

Magalhaes et al. (1986) observed that L_2 Pup shows a significant overall polarization that slowly varies with time. They found a typical average polarization vector orientation of 160–170° in the visible, with a degree of linear polarization around $\gamma_V = 5\%$. This is consistent with the results in the V and I bands reported by Serkowski & Shawl (2001), but a clear variability is observed in the UBV bands. In the infrared JHK bands, Dyck et al. (1971) found degrees of linear polarization of $\gamma_H = 0.8$–1.5%, with orientations of 160–004°. Lacour et al. (2011) recently presented promising observations of L_2 Pup using the polarimetric sparse aperture masking mode of NACO (SAMPol) that show a clear polarization signal. However, few details are given in this article, and we do not discuss these observations here in more detail.

The RADMC-3D code enabled us to compute the polarimetric observables of our dust disk model. We obtain an integrated degree of linear polarization in the V band of $\gamma_V = 6.7 \pm 2.1\%$. This model value agrees well with the existing measurements. The associated position angle of the polarization vector is north-south because we assumed an east-west direction for our disk model. While we did not fit this parameter, this direction (modulo 180°) also agrees reasonably well with the observed values.

A similar polarization behavior was observed by Neilson et al. (2014) for the Mira star V CVn in the visible, leading these authors to conclude that this star is surrounded by a circumstellar disk. L_2 Pup is mentioned in this article as the only other example of a Mira surrounded by circumstellar disk, indicating that this may be a relatively rare configuration for this class of stars.

4. Discussion

4.1. Evolutionary status of L_2 Pup

Based on our interferometric estimate of the linear radius of L_2 Pup presented in Sect. 2.2.2 ($R = 123 \pm 14\,R_\odot$) and the luminosity derived in Sect. 2.4 ($L = 2000 \pm 700\,L_\odot$), it is possible to place L_2 Pup in the Hertzsprung-Russell diagram. We plot in Fig. 14 the position of L_2 Pup and the evolutionary models computed by Bertelli et al. (2008). The constraint from the radius measurement combining the interferometric angular diameter and the parallax is shown as a diagonal line with its associated uncertainty domain.

L_2 Pup appears to be at the beginning of the AGB phase, with a mass of approximately $2^{+1.0}_{-0.5}\,M_\odot$ and an age of $1.5^{+1.5}_{-1.0}$ Gyr. The luminosity, effective temperature, and mass we derive for L_2 Pup are consistent with those inferred by Winters et al. (2002). Bedding et al. (2005) observed that L_2 Pup's period shows small-scale random fluctuations of the phase and amplitude of its photometric variations. Together with the fact that the brightness of L_2 Pup in the K band is very close to the predicted period-luminosity of Mira stars (Bedding et al. 2002), this behavior is consistent with a star entering the Mira phase, but with a not yet stabilized pulsation period. Another argument in this direction is the probable detection by Little et al. (1987) and Lebzelter & Hron (1999) of technetium in the atmosphere of L_2 Pup. Thanks to its short lifetime ($\approx 2 \times 10^5$ yr), the presence of the s-process ^{99}Tc isotope in L_2 Pup's spectrum is evidence for the recent occurrence of the third dredge-up. The evolutionary status of L_2 Pup therefore appears to be at an interesting, short-lived phase at the beginning of the Mira state.

4.2. Mass-loss geometry

The observation of CO line emission in the radio domain by Olofsson et al. (2002) and Winters et al. (2002) led these authors to propose that L_2 Pup is losing mass at a rather low rate of 10^{-8}–$10^{-7}\,M_\odot \mathrm{yr}^{-1}$, and with a slow expansion velocity $v_e < 5$ km s^{-1}. This was also observed by Schöier et al. (2004) and Kerschbaum & Olofsson (1999) in SiO and CO emission.

[10] http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/amsilicates.html

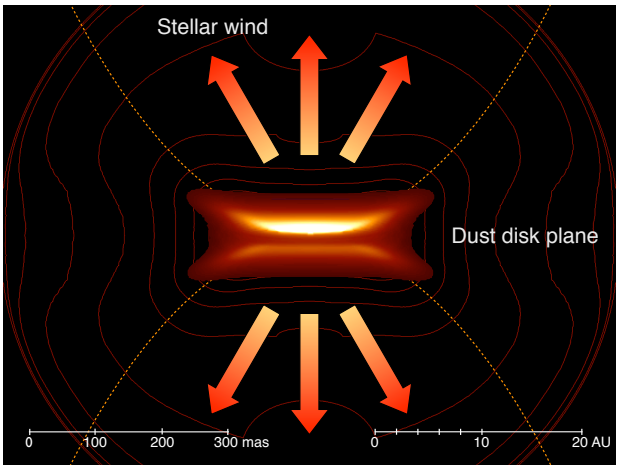

Fig. 15. Diagram of a possible mass-loss geometry for L_2 Pup. The image at the center was computed using our RADMC-3D disk model at $\lambda = 10\,\mu$m.

The disk could provide an explanation for this peculiar behavior, as it could act as a collimator of mass loss in the plane of the sky. Under this hypothesis, the wind apparent velocity would appear to be lower than its true value because of the projection effect. A diagram of the configuration of our RADMC-3D disk model and the possible associated wind geometry is presented in Fig. 15.

The best-fit RADMC-3D model implies that the inner rim of the circumstellar dust disk is located at a radius of ≈6 AU from the central star. This scale is clear in the NACO images (Figs. 4 and 6). This relatively large distance of the dust from the star also results in a lack of warm dust emission in the SED (Fig. 11). This might mean that the distribution of the dust is a ring and not a flared disk. The presence of a companion appears as a natural explanation for this geometry (van Winckel et al. 2009), but if we assume the absence of a binary companion (yet undetected), it is unclear which mechanism could create such a high equatorial and low polar density. A possibility that would allow the envelope to break the spherical symmetry is a relatively fast differential internal rotation that would create a temperature and wind velocity gradient between the equator of the star (cooler, slower wind) and its polar caps (hotter, faster wind). It could also affect the structure of the convection. But the asteroseismic observation of the spin-down of the core rotation in red giant stars at the last stages of the RGB (Mosser et al. 2012) and the slow rotation rate in low-mass white dwarfs (Kawaler et al. 1999) tend to weaken this hypothesis. We note, however, that L_2 Pup has a relatively high mass of $\approx 2\,M_\odot$, and Mosser et al. (2012) conclude that these stars keep a more rapidly rotating core after the tip of the RGB than lower mass stars. In addition, main-sequence stars in this mass range (i.e., A0-A1 spectral types and hotter) are more often faster rotators than lower mass objects (Royer et al. 2007). The presence of a magnetic field (possibly coupled to the star's pulsation) may also be a contributor, particularly because a weak surface magnetic field has recently been detected in Mira by Lèbre et al. (2014).

An important consequence of the wind collimation by the disk (or ring) is the possibility that L_2 Pup will evolve into a bipolar nebula of the hourglass type. Such bipolar structures have already been observed in the visible (e.g. in MyCn 18 by Sahai et al. 1999), and in the millimeter domain (e.g. in the Red Rectangle by Bujarrabal et al. 2013b). These objects present a remarkable axial symmetry, whose origin is often attributed to the presence of a central disk. However, only very few of these disks have been observed to date, for example, in the Red Rectangle (Bujarrabal et al. 2005), the Ant (Chesneau et al. 2007), or M2-9 (Lykou et al. 2011). Bujarrabal et al. (2013a) recently reported CO emission from rotating disks around most sources of their sample of 24 post-AGB stars. These disks were probably already present during the AGB phase. For the Boomerang nebula, Sahai et al. (2013) also proposed that the central dusty structure may be a flared disk, although it has not yet been observed. From its position in the HR diagram, L_2 Pup appears as a relatively "young" AGB star, in the first stages of its evolution towards an hourglass planetary nebula, and therefore a possible progenitor of these spectacular structures.

4.3. Binarity of L_2 Pup

4.3.1. Binarity vs. pulsations

Jorissen et al. (2009) discussed and dismissed the possibility of a stellar companion close to L_2 Pup with a 141-day orbital period. We consider the classical relation from Kepler's third law for a binary star,

$$P^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{G\,(m_1 + m_2)}, \tag{5}$$

where m_1 and m_2 are the two object masses, P the orbital period, and r the separation between the stars (the orbits are assumed to be circular). The application of this relation with $m_1 = 2\,M_\odot$ (Sect. 4.1) and $P = 141$ d gives a solution with $r = 155\,R_\odot$ and $m_2 = 0.5\,M_\odot$. For edge-on circular orbits, the radial velocity amplitude K_1 of the primary star's displacement is given by

$$K_1 = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{m_2}{m_1}\,(m_1 + m_2)^{1/3}\,. \tag{6}$$

For the above solution, the radial velocity amplitude $K_1 \approx 14\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, which agrees with the radial velocity amplitude of $12\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ measured by Lebzelter et al. (2005). Therefore, in principle, a low-mass stellar companion could explain the observed radial velocity amplitude and the photometric period, with an orbit close to but above the infrared photosphere of L_2 Pup ($R = 123\,R_\odot$, Sect. 2.2.2). We stress that this solution poses other difficulties. In particular, the amplitude (≈2 mag), period, and random phase fluctuations of the photometric variation in the visible cannot be explained by a rotating ellipsoidal primary star. It thus appears unlikely that a stellar mass companion is present with a 141-day orbital period and can explain both the astrometric and photometric signals measured on L_2 Pup. However, we cannot formally exclude the existence of a very close-in companion of L_2 Pup from Kepler's laws alone.

As discussed by Bedding et al. (2002), the photometric variation period and luminosity of L_2 Pup agree well with the period-luminosity relation of Mira stars. For instance, Whitelock et al. (2008) gave $M_K = -6.44 \pm 0.08$ for a period of 141 d, which agrees excellently with the absolute magnitude $M_K = -6.36 \pm 0.05$ we derive from the average magnitude $m_K = -2.13 \pm 0.05$ assuming $E(B-V) = 0.6$ (Sect. 2.4). L_2 Pup therefore appears as a probable pulsating Mira star. Another way to look at this star is by using the surface brightness color relations by Kervella et al. (2004b) to estimate its angular diameter at its extremal phases. From the $(V-K)$ relations and considering the ≈2 mag visible photometric amplitude, we obtain a pulsation amplitude of 30–40% of the star's radius, or approximately $40\,R_\odot$.

Assuming a sinusoidal radial velocity curve, the displacement of the star's surface over the 141 d period translates into a radial velocity amplitude of ≈14 km s^{-1}, which is consistent with the 12 km s^{-1} value measured by Lebzelter et al. (2005).

From Lebzelter & Hinkle (2002), the typical radial velocity amplitude of semiregular variable stars is ≈4 km s^{-1} (short interval) to 8 km s^{-1} (long interval) with a typical shift of about 4 km s^{-1} blue from the center-of-mass velocity. L_2 Pup's measured radial velocity amplitude of 12 km s^{-1} is therefore too large to be consistent with semiregular pulsators. Lebzelter et al. (1999) obtained radial velocity measurements of the Mira star R Vir in the infrared. This star has a similar period (145.5 d) as L_2 Pup, although with a larger photometric amplitude in the visible (6 mag, Kholopov et al. 1985), and it does not show technetium in its spectrum. Eisner et al. (2007) observed R Vir using the Keck Interferometer and obtained a radius of 130 $R_\odot$. Jura (1994) found a low mass-loss rate of 10^{-7} $M_\odot$ yr^{-1} for this star. Both quantities are very similar to L_2 Pup. Considering the 130 $R_\odot$ radius and the relative pulsation amplitude listed in Table 3 of Lebzelter et al. (1999), we obtain a pulsation amplitude for R Vir of ≈40% of the star's radius, which is consistent with what we derive for L_2 Pup from surface brightness considerations. Although its photometric amplitude in the visible is significantly larger, R Vir therefore appears as a reasonably good analog of L_2 Pup, strengthening the association of L_2 Pup to the Mira class.

4.3.2. Interferometry and adaptive optics

The presence of a long orbital period companion brighter than ≈5% of the flux of L_2 Pup in the near-infrared is unlikely in the field of view of our NACO images. Our VINCI interferometric observations also do not show the signature of a stellar companion very close to the central star. However, the dust disk and its complex morphology makes the interferometric detection of a secondary star particularly difficult. Due to the very high brightness of L_2 Pup, the translation of a ≈5% relative flux limit in terms of companion mass is in fact not constraining (assuming that it is less massive than L_2 Pup itself and coeval).

Another possibility is that L_2 Pup's companion is an evolved stellar remnant. Initially more massive than the giant star, it would have evolved faster and would therefore most likely be a white dwarf. Due to the extreme flux contrast with the giant star, such a companion would be undetectable through its flux contribution alone. Assuming it already went through the AGB phase, it might be at the origin of part of the dust surrounding L_2 Pup, however. The asymmetric and thin curved loop in the NACO images, particularly visible in the L band (Fig. 12) but also in the H band, is an indication that an interaction between the wind from L_2 Pup and a companion star may be occurring at present.

4.3.3. Apparent astrometric displacement

The astrometric displacement of the center-of-light of L_2 Pup observed in the H data by Goldin & Makarov (2007) has a period almost identical to the pulsation of the star and a semi-amplitude of 9.5 mas. This unlikely coincidence weakens the proposed explanation of its origin by the presence of a companion star. We develop in this paragraph the idea that the variable lighting of the circumstellar disk over the pulsation cycle of the star appears as a more plausible hypothesis.

Because the disk is seen almost edge-on, its aspect at the observing wavelength of H is probably similar to the J band images presented in Sect. 2.1, that is, it should exhibit two distinct scattering lobes above and below the plane of the disk. As the star changes in brightness and angular diameter, the flux ratio between the two lobes will also change and displace the photocenter. More distant dusty features (such as the loop), depending on their linear (de-projected) distance from the star and shadowing effects in the star's envelope, will also show a changing relative brightnesses. A combination of these different lighting effects in the close environment of L_2 Pup could well shift the center-of-light position by the relatively large observed semi-amplitude of 9.5 mas.

As an alternative explanation, during the expansion phase of the pulsation, the northern hemisphere of the stellar disk may "emerge" above the dust disk, as the star's radius inflates by approximately 40 $R_\odot$ (Sect. 4.3.1). Because the southern hemisphere of the star will remain darkened by the dust, this will induce a shift of the center-of-light toward the north. Depending on its amplitude, such a displacement could mimick the orbital reflex motion caused by a companion. This scenario alone, however, is insufficient to explain the 9.5 mas amplitude of the H displacement observed by Goldin & Makarov (2007) because it is larger than the stellar radius. It could play a role in combination with lighting effects in the inhomogenous nebula, however.

It is interesting to note that a time-variable lighting effect was also invoked by McIntosh & Indermuehle (2013) to explain their observation of variable SiO maser emission. This interpretation is consistent with our model of an edge-on disk around L_2 Pup and the presence of dusty material in front of the star.

4.3.4. X-ray emission

The presence of a close companion orbiting in L_2 Pup's wind will result in accretion of the AGB stellar wind, for example, through the wind Roche-lobe overflow process (Abate et al. 2013). The low mass-loss rate and slow wind of L_2 Pup (Olofsson et al. 2002) would likely result in a low accretion rate on a main-sequence or compact companion, and consequently little X-ray production. This X-ray flux would be additionally reduced by the strong absorption by the dust disk. An X-ray emission of L_2 Pup was recently reported by Ramstedt et al. (2012) from archival XMM data, but it was attributed by these authors to a leak of optical (red) photons and not to true emission from the star. So the X-ray emission does not provide a clear diagnostic on the existence of a companion of L_2 Pup.

5. Conclusion

The NACO observations we presented in Sect. 2.1 show that L_2 Pup is veiled by a large dust band. Its morphology appears consistent with a circumstellar dust disk seen almost edge-on. Its aspect changes significantly from 1.0 to 4.0 μm. At shorter wavelengths (J band), the scattering by dust grains is very efficient, resulting in a high opacity and the presence of a dark band obscuring the stellar light. In the L band, the dust scattering is much less efficient, and the thermal emission from the inner edge of the disk becomes dominant. In the intermediate near-infrared bands (HK), the disk is translucent and the central star becomes progressively more visible as the wavelength increases. Our simulations using the RADMC-3D radiative transfer code strengthened

this interpretation because the model we developed reproduced both the aspect of the NACO images as a function of wavelength and the observed SED. If we consider that the dust density is inhomogenous in the disk, the variable dust obscuration scenario proposed by Bedding et al. (2002) to explain the long-term variability of L_2 Pup is consistent with the proposed edge-on configuration. In this framework, the long minimum flux phase observed since ≈1995 would result from the transit of a dense part of the dust disk in front of the star, creating the morphology observed in the NACO images.

A simple evolutionary analysis shows that L_2 Pup is probably in an early phase of the AGB, with a mass of approximately 2 $M_\odot$, and an age of about 1.5 Gyr. Its physical properties are very similar to those of the short-period Mira star R Vir, and its luminosity is consistent with the period-luminosity relation of this class of stars. We propose that L_2 Pup should be classified as a short-period Mira star instead of a semiregular variable.

We did not detect any stellar companion to L_2 Pup in our NACO images or in our VINCI interferometric observations. We propose that the astrometric wobble observed by Goldin & Makarov (2007) is caused by time-variable lighting effects on L_2 Pup's circumstellar nebula and not by an orbiting companion. The measured radial velocity amplitude is also consistent with the pulsation of the central star, without the need to invoke a secondary object. We stress, however, that we do not exclude the possibility that a companion is present, particularly if its orbital period is significantly longer than the pulsation period of L_2 Pup. In addition, the loop structure we detected in our *L*-band images points at a possible interaction of a hidden companion with the dusty wind from the central star. As discussed by van Winckel et al. (2009), the mere existence of a dusty disk around L_2 Pup is also in itself an indication that a companion may be present, as disks in post-AGB stars appear inherently connected to binarity.

L_2 Pup presents interesting challenges for the modeling of the envelope of an evolved, moderately massive star. The geometric configuration that we propose, with a large disk seen almost edge-on, is particularly promising to test and develop our understanding of the formation of bipolar planetary nebulae in the post-AGB phase. Such a disk could also be a favorable environment to form large dust grains, and possibly planetesimals. The presence of circumstellar material around white dwarfs (Farihi et al. 2005) could be the final result of this secondary planet formation episode in AGB dust disks such as L_2 Pup's.

Acknowledgements. This research received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7. We acknowledge financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. S.T.R. acknowledges partial support by NASA grant NNH09AK731. A.G. acknowledges support from FONDECYT grant 3130361. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research. This research made use of Astropy[11], a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013). We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. We used the IRAF package, distributed by the NOAO, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. Some of the data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NAG5-7584 and by other grants and contracts.

[11] Available at http://www.astropy.org/

References

Abate, C., Pols, O. R., Izzard, R. G., Mohamed, S. S., & de Mink, S. E. 2013, A&A, 552, A26
Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, A&A, 558, A33
Bedding, T. R., Zijlstra, A. A., Jones, A., et al. 2002, MNRAS, 337, 79
Bedding, T. R., Kiss, L. L., Kjeldsen, H., et al. 2005, MNRAS, 361, 1375
Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J. 1988, Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases 1: Explanatory supplement, 1
Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., & Nasi, E. 2008, A&A, 484, 815
Bjorkman, J. E., & Wood, K. 2001, ApJ, 554, 615
Bordé, P., Coudé du Foresto, V., Chagnon, G., & Perrin, G. 2002, A&A, 393, 183
Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Neri, R. 2005, A&A, 441, 1031
Bujarrabal, V., Alcolea, J., Van Winckel, H., Santander-García, M., & Castro-Carrizo, A. 2013a, A&A, 557, A104
Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., et al. 2013b, A&A, 557, L11
Cannon, A. J. 1907, Annals of Harvard College Observatory, 55, 1
Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, IAU Symp., 210, poster A20
Chesneau, O. 2007, New Astron. Rev., 51, 666
Chesneau, O., Lykou, F., Balick, B., et al. 2007, A&A, 473, L29
Claret, A., & Bloemen, S. 2011, A&A, 529, A75
Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, AJ, 117, 1864
Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources
Cutri, R. M., Wright, E. L., Conrow, T., et al. 2012, VizieR Online Data Catalog: II/311
Deroo, P., Acke, B., Verhoelst, T., et al. 2007, A&A, 474, L45
Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, A&A, 300, 503
Ducati, J. R. 2002, VizieR Online Data Catalog: II/237
Dullemond, C. P. 2012, RADMC-3D: A multi-purpose radiative transfer tool, astrophysics Source Code Library
Dumm, T., & Schild, H. 1998, New Astron., 3, 137
Dyck, H. M., Forbes, F. F., & Shawl, S. J. 1971, AJ, 76, 901
Eisner, J. A., Graham, J. R., Akeson, R. L., et al. 2007, ApJ, 654, L77
Farihi, J., Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 2005, ApJS, 161, 394
Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63
Goldin, A., & Makarov, V. V. 2007, ApJS, 173, 137
Gray, M. D., Wittkowski, M., Scholz, M., et al. 2009, MNRAS, 394, 51
Guyon, O. 2002, A&A, 387, 366
Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R. J. W., & Thompson, R. J. 1974, MNRAS, 167, 475
Ireland, M. J., Tuthill, P. G., Bedding, T. R., Robertson, J. G., & Jacob, A. P. 2004, MNRAS, 350, 365
Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, A&A, 514, A1
Jaeger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., & Henning, T. 1994, A&A, 292, 641
Jorissen, A., Frankowski, A., Famaey, B., & van Eck, S. 2009, A&A, 498, 489
Juhász, A., Bouwman, J., Henning, T., et al. 2010, ApJ, 721, 431
Jura, M. 1994, ApJ, 422, 102
Jura, M., Chen, C., & Plavchan, P. 2002, ApJ, 569, 964
Kawaler, S. D., Sekii, T., & Gough, D. 1999, ApJ, 516, 349
Kerschbaum, F., & Olofsson, H. 1999, A&AS, 138, 299
Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, A&A, 453, 1059
Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., Bordé, P., & Di Folco, E. 2003, A&A, 408, 681
Kervella, P., Ségransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004a, A&A, 425, 1161
Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004b, A&A, 426, 297
Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, A&A, 504, 115
Kholopov, P. N., Samus, N. N., Kazarovets, E. V., & Perova, N. B. 1985, IBVS, 2681, 1
Kurucz, R. L. 2005, Mem. Soc. Astron. It. Suppl., 8, 14
Lacour, S., Tuthill, P., Ireland, M., Amico, P., & Girard, J. 2011, The Messenger, 146, 18
Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., et al. 2014, A&A, 561, A85
Lebzelter, T., & Hinkle, K. H. 2002, A&A, 393, 563
Lebzelter, T., & Hron, J. 1999, A&A, 351, 533
Lebzelter, T., Hinkle, K. H., & Hron, J. 1999, A&A, 341, 224
Lebzelter, T., Hinkle, K. H., Wood, P. R., Joyce, R. R., & Fekel, F. C. 2005, A&A, 431, 623
Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, Ap&SS, 286, 73
Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, A&A, 423, 537

Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., & Tusche, A. 1998, in SPIE Conf. Ser., ed. A. M. Fowler, 3354, 606
Little, S. J., Little-Marenin, I. R., & Bauer, W. H. 1987, AJ, 94, 981
Lord, S. D. 1992, NASA Technical Memorandum, 103957
Lykou, F., Chesneau, O., Zijlstra, A. A., et al. 2011, A&A, 527, A105
Magalhaes, A. M., Codina-Landaberry, S. J., Gneiding, C., & Coyne, G. V. 1986, A&A, 154, 1
Masciadri, E., Brandner, W., Bouy, H., et al. 2003, A&A, 411, 157
McIntosh, G. C., & Indermuehle, B. 2013, ApJ, 774, 21
Mermilliod, J.-C., & Mermilliod, M. 1994, Catalogue of Mean UBV Data on Stars (Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag)
Morel, M., & Magnenat, P. 1978, A&AS, 34, 477
Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012, A&A, 548, A10
Neilson, H. R., Ignace, R., & Henson, G. D. 2014, in IAU Symp. 301, eds. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 463
Neuhäuser, R., Mugrauer, M., Seifahrt, A., Schmidt, T. O. B., & Vogt, N. 2008, A&A, 484, 281
Ohnaka, K. 2014, A&A, 561, A47
Ohnaka, K., Izumiura, H., Leinert, C., et al. 2008, A&A, 490, 173
Olofsson, H., González Delgado, D., Kerschbaum, F., & Schöier, F. L. 2002, A&A, 391, 1053
Planck Collaboration 2013, VizieR Online Data Catalog: VIII/091
Ramstedt, S., Montez, R., Kastner, J., & Vlemmings, W. H. T. 2012, A&A, 543, A147
Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in SPIE Conf. Ser., eds. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 4839, 140
Royer, F., Zorec, J., & Gómez, A. E. 2007, A&A, 463, 671
Ruban, E. V., Arkharov, A. A., Hagen-Thorn, E. I., & Novikov, V. V. 2009, Astrophysics, 52, 88
Sahai, R., Dayal, A., Watson, A. M., et al. 1999, AJ, 118, 468
Sahai, R., Vlemmings, W. H. T., Huggins, P. J., Nyman, L.-Å., & Gonidakis, I. 2013, ApJ, 777, 92
Samus, N. N., Durlevich, O. V., et al. 2009, VizieR Online Data Catalog, 1, 2025
Schödel, R., Najarro, F., Muzic, K., & Eckart, A. 2010, A&A, 511, A18
Schöier, F. L., Olofsson, H., Wong, T., Lindqvist, M., & Kerschbaum, F. 2004, A&A, 422, 651
Serkowski, K., & Shawl, S. J. 2001, AJ, 122, 2017
Smith, B. J., Price, S. D., & Baker, R. I. 2004, ApJS, 154, 673
Torres, G. 2010, AJ, 140, 1158
van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653
van Winckel, H., Lloyd Evans, T., Briquet, M., et al. 2009, A&A, 505, 1221
Wesselius, P. R., van Duinen, R. J., de Jonge, A. R. W., et al. 1982, A&AS, 49, 427
Whitelock, P. A., Feast, M. W., & van Leeuwen, F. 2008, MNRAS, 386, 313
Winters, J. M., Le Bertre, T., Nyman, L.-Å., Omont, A., & Jeong, K. S. 2002, A&A, 388, 609

Annexe C

Actes de conférences

Au sein de cette annexe sont regroupées les actes des différentes conférences auxquelles j'ai participé :

- Atelier Bételgeuse (Paris, 26-29 novembre 2012), Montargès et al. (2013b)
- Semaine de l'Astrophysique Française (Montpellier, 4 au 7 juin 2013), Montargès et al. (2013a)

Betelgeuse Workshop 2012
P. Kervella, T. Le Bertre and G. Perrin (eds)
EAS Publications Series, **60** *(2013) 167–172*
www.eas.org

EXPLORING THE WATER AND CARBON MONOXIDE SHELL AROUND BETELGEUSE WITH VLTI/AMBER

M. Montargès[1], P. Kervella[1], G. Perrin[1] and K. Ohnaka[2]

Abstract. We present the results of the analysis of our recent interferometric observations of Betelgeuse, using the AMBER instrument of the VLTI. Using the medium spectral resolution mode ($R \sim 1500$) we detected the presence of the water vapour and carbon monoxide (CO) molecules in the H and K bands. We also derived the photospheric angular diameter in the continuum. By analysing the depth of the molecular lines and the interferometric visibilities, we derived the column densities of the molecules, as well as the temperature and the size of the corresponding regions in the atmosphere of Betelgeuse (the MOLsphere) using a single shell model around the photosphere. Our results confirm the findings by Perrin *et al.* (2004) and Ohnaka *et al.* (2011) that the H_2O and CO molecules are distributed around Betelgeuse in a MOLsphere extending to approximately 1.3 times the star's photospheric radius.

1 Introduction

Betelgeuse was observed in January and February 2011 with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI) using the Astronomical Multi-BEam combineR, AMBER (the instrument is described in Petrov *et al.* 2007) in the H-band from 1.45 to 1.80 μm and in the K-band from 2.10 to 2.45 μm with the E0-G0-H0, E0-G0-I1 and G0-H0-I1 triplets. The CO and water vapor absorption lines in the K band were investigated using the medium spectral resolution of the instrument ($R \sim 1500$).

Based on AMBER observations made with ESO Telescopes at the Paranal Observatory under programmes ID 086.D-0351 and 286.D-5036.

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

[2] Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

© EAS, EDP Sciences 2013
DOI: 10.1051/eas/1360019

Article published by EDP Sciences

2 Data reduction

The AMBER data reduction package version 3.0.3 also known as *amdlib* was used to obtain the calibrated interferometric observables (Tatulli *et al.* 2007): the three visibilities associated to the three baselines are directly the amplitude of the object's Fourier Transform. It is not possible to measure directly the phase but the calibrated data contain three differential phases (DP) which are sensitive to the photocenter shift in a spectral line with respect to the continuum. The closure phase (CP) is the sum of three phases along the three baselines that form a triangle: $\phi_{CP} = \phi_{12}+\phi_{23}+\phi_{31}$. This quantity is independent from the atmospheric perturbations.

The wavelength calibration was performed using telluric lines in the spectrum of the interferometric calibrator HR-1543 (spectral type F6V). The error bars in the visibilities and closure phases of Betelgeuse were underestimated, probably due to the low visibility of the fringes. We had to split each data file into five subsets to get a new estimation of these errors. We also noticed that some datasets were showing unusually low visibilities: we conclude it was caused by lock loss of the fringe tracker FINITO. These corrupted data sets were discarded.

3 Results

3.1 Continuum analysis

We used two different models to fit the continuum visibilities between 2.1 and 2.245 μm: a uniform disk (UD) and a limb-darkened disk (LDD) using a power law ($I = I_0\mu^\alpha$) according to Hestroffer (1997). We only fitted the data from the first and second lobes in order to avoid contributions from small scale structures at higher spatial frequencies. We used 8752 visibility points over 31 577, from which we derived an angular diameter of 41.01 ± 0.08 mas for the uniform disk model giving a reduced χ^2 of 5.27. For the limb-darkened model we obtained an angular diameter of 42.28 ± 0.09 mas and a power law coefficient of 0.155 ± 0.005 with a reduced χ^2 of 4.91. The result of these fits is presented in Figure 1 together with the (u, v) coverage in the first and second lobes. Our value of the angular diameter may not be representative of the average angular diameter of the star as we are only probing one direction of the (u, v) plane.

Our UD value is significantly lower than the previous ones found by Perrin *et al.* (2004) of 43.26 ± 0.04 mas and Ohnaka *et al.* (2009) and (2011) of 42.05 ± 0.05 mas which was obtained for this later with VLTI/AMBER observations in the same (u, v) direction. This could be caused by the relative decrease of the diameter shown in Ohnaka *et al.* (2011) or by a change in the flux distribution on the photosphere of the star. On the other hand, our LDD value agrees well with the 42.49 ± 0.06 mas of Ohnaka *et al.* (2011).

3.2 H_2O and CO absorption lines: Model fitting

The wavelengths longer than 2.245 μm contain absorption lines from carbon monoxide (CO) and water vapor (H_2O) which are elements present in the MOLsphere

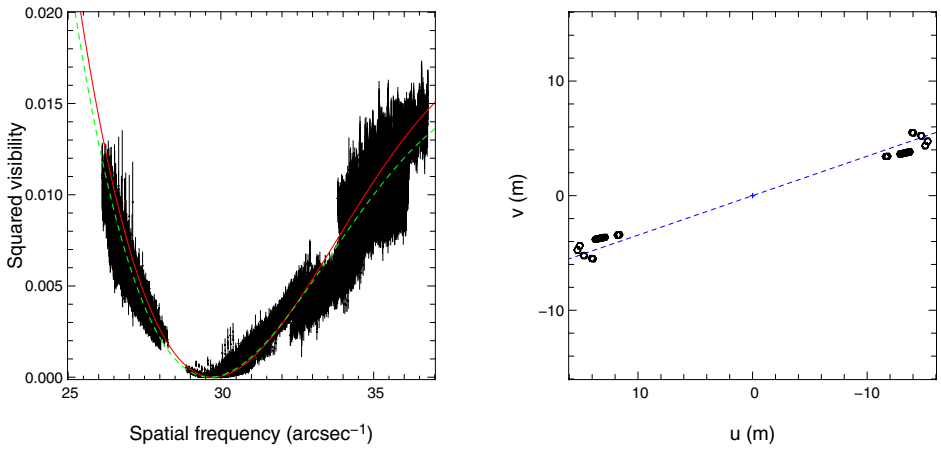

Fig. 1. *Left*: fit of the continuum squared visibilities. The black points represent the data. The red continous line is the best fit uniform disk model and the green dashed line is the best fit limb-darkened disk model. *Right*: (u, v) coverage of our AMBER data for the first and second lobes. The blue dashed line represents the average position angle of 73°.

described by Tsuji (2000) and Perrin *et al.* (2004). In this paper we restrain ourselves to the first two *CO* overtone band heads ($2.245 < \lambda < 2.348\,\mu$m). It is clear from Figure 2 (right panel) that the other bands are not well fitted when these first two are.

We modeled them using a Kurucz atmosphere model[3] (Castelli & Kurucz 2003, and Kurucz 2005) and a single layer containing both CO and H_2O at the same temperature and distance from the photosphere and the corresponding absorptions were computed from the line list of Goorvitch (1994) for CO and from Partridge & Schwenke (1997) for H_2O. This model contains five parameters: the photospheric diameter θ_*, the MOLsphere diameter $\theta_{\rm MOL}$, the MOLsphere temperature $T_{\rm MOL}$, the CO and H_2O column densities $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2O}$. Its analytical expression is given by:

$$I_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) = I_{\rm Kurucz}\, e^{\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}} + B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1 - e^{\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}}\right] \quad (3.1)$$

if $\sin(\beta) \leq \frac{\theta_*}{\theta_{\rm MOL}}$ and otherwise:

$$_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) = B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1 - e^{\frac{-2\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}}\right]. \quad (3.2)$$

$B(\lambda, T)$ is the Planck function, β is the angle between the line of sight and the center of the star and $\tau(N_{\rm CO}, N_{\rm H_2O}; \lambda)$ is the MOLsphere opacity computed from

[3] http://kurucz.harvard.edu/

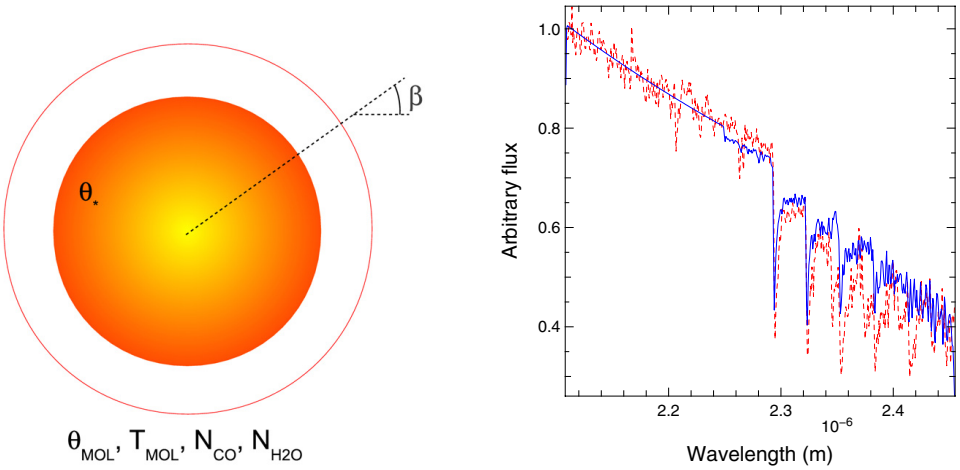

Fig. 2. *Left*: illustration of the single layer model used to model the MOLsphere. *Right*: the red dashed line is the spectrum obtained from the Betelgeuse AMBER data and the blue continuous line is the spectrum obtained from the single layer model. We used the best fit values from the Equation (3.5).

the line lists of Goorvitch (1994) and Partridge & Schwenke (1997). The squared visibility is then derived by computing the Hankel transform of this analytical expression:

$$V_\lambda(x) = \frac{\int_0^1 I(\lambda, r) J_0(rx) r dr}{\int_0^1 I(\lambda, r) r dr}. \tag{3.3}$$

With $x = \frac{\pi b \theta_*}{\lambda}$, $r = \sin(\beta)$ and J_0 the zeroth order Bessel function of the first kind.

An illustration of this model and an example of the corresponding spectrum of Betelgeuse model are given in Figure 2, together with our AMBER observation.

The model contains five *a priori* independent parameters but there are some correlations between $T_{\rm MOL}$ and $\theta_{\rm MOL}$ and between the two column densities. Because of this degeneracy, we had to develop a strategy to perform our fit. We fixed θ_* to the value obtained by the uniform disk fit of the continuum data. Then we computed χ^2 maps of our data by fitting $N_{\rm CO}$ and then $N_{\rm H_2O}$ at given $T_{\rm MOL}$ and $\theta_{\rm MOL}$.:

$$\chi^2(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL}) = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{V_i^2 - V^2_{\rm model}(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL}, N_{\rm CO}, N_{\rm H_2O}; S_i)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{3.4}$$

where S_i is the spatial frequency. $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2O}$ are fitted on each cell of the grid $(T_{\rm MOL}, \theta_{\rm MOL})$. However, there was also a correlation between $T_{\rm MOL}$ and the two column densities. We had to eliminate it by including the spectrum into our fit: this compensates for the lack of interferometric data in the band core caused by the band fringe fitting described in Section 2.

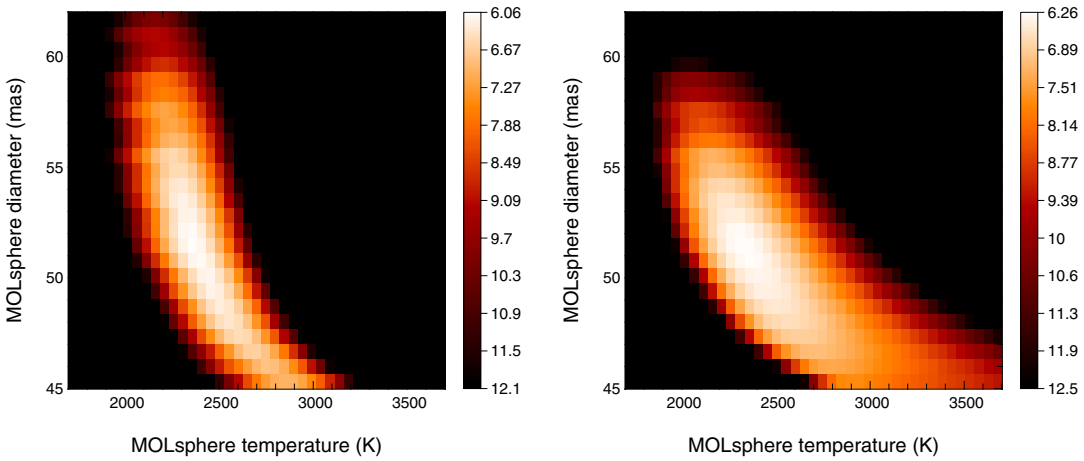

Fig. 3. χ^2 map of the single layer model. *Left:* the CO column density is fitted on each cell of the grid for a constant $N_{H_2O} = 3.28 \times 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}$. *Right:* the H_2O column density is fitted on each cell of the grid for a constant $N_{CO} = 1.53 \times 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

The χ^2 maps are presented on Figure 3 and we derived the following values for the parameters of the MOLsphere:

$$\begin{aligned} T_{\mathrm{MOL}} &= 2300 \pm 50\,\mathrm{K} \\ \theta_{\mathrm{MOL}} &= 51.38 \pm 0.70\,\mathrm{mas} \\ N_{\mathrm{CO}} &= (1.53 \pm 0.6) \times 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-2} \\ N_{\mathrm{H_2O}} &= (3.28 \pm 0.7) \times 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-2}. \end{aligned} \tag{3.5}$$

Our two χ^2 maps for carbon monoxide and water vapor present a minimum for the same couple of $(T_{\mathrm{MOL}}, \theta_{\mathrm{MOL}})$. Therefore our hypothesis of a single layer containing both elements is validated. Our best fit values for the angular diameter and the temperature of the MOLsphere are close to those derived by Perrin *et al.* (2004) which were $T_{\mathrm{MOL}} = 2055 \pm 55\,\mathrm{K}$ and $\theta_{\mathrm{MOL}} = 55.78 \pm 0.04\,\mathrm{mas}$.

4 Conclusion

Our analysis of the AMBER visibilities in the continuum allowed us to compute new uniform disk and limb-darkened disk angular diameters. Our absorption line analysis led us to new values for the MOLsphere parameters, consistent with the results from Perrin *et al.* (2004) and Ohnaka *et al.* (2011).

However, our analysis here only includes data from the first two CO overtone band heads: it must be extended to the other bands, that may probe a deeper molecular layer, closer to the star's photosphere. Finally we will conclude this analysis by exploiting the closure phase signal. This work is currently undergoing and will allow us to search for asymmetries in the light distribution at the surface of the star.

This research has made use of the `AMBER data reduction package` of the Jean-Marie Mariotti Center[4].

References

Castelli, F., & Kurucz, R.L., 2003, in Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W.W. Weiss & D.F. Gray, IAU Symposium Series, 210, A20

Goorvitch, D., 1994, ApJS, 95, 535

Hestroffer, D., 1997, A&A, 327, 199

Kurucz, R.L., 2005, MmSAI Suppl., 8, 14

Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Benisty, M., *et al.*, 2009, A&A, 503, 183

Ohnaka, K., Weigelt, G., Millour, F., *et al.*, 2011, A&A, 529, A163

Partridge, H., & Schwenke, D.W., 1997, J. Chem. Phys., 106, 4618

Perrin, G., Ridgway, S.T., Coudé du Foresto, V., *et al.*, 2004, A&A, 418, 675

Petrov, R.G., Malbet, F., Weigelt, G., *et al.*, 2007, A&A, 464, 1

Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., *et al.*, 2007, A&A, 464, 29

Tsuji, T., 2000, ApJ, 538, 801

[4]Available at http://www.jmmc.fr/amberdrs

SF2A 2013
L. Cambrésy, F. Martins, E. Nuss and A. Palacios (eds)

A STUDY OF THE RED SUPERGIANT BETELGEUSE AT HIGH ANGULAR RESOLUTION

M. Montargès[1], P. Kervella[1], G. Perrin[1] and K. Ohnaka[2]

Abstract. Betelgeuse (α Ori) is a M2Iab star, prototype for the red supergiant class. These stars contributes to the chemical enrichment of the interstellar medium (ISM) through their heavy mass loss and thanks to the IIP type supernova of whom they are the progenitors. With its proximity ($\sim$ 130 pc) and thus of its large apparent diameter ($\sim$ 42 mas), Betelgeuse is a good candidate for a detailed study of the atmosphere of a red supergiant

Our analysis of VLTI/AMBER data allowed to characterize the close environment of the star: its molecular envelope (MOLsphere). Using a thin layer model at le Local Thermodynamical Equilibrium (LTE), we obtained its angular diameter, temperature as well as the column densities for water vapor and carbon monoxide (CO). For the K band continuum, we reconstructed a one dimension image (profile) and we quantified the inhomogeneities of the photosphere.

Keywords: infrared: stars – techniques: interferometric – stars: supergiants – stars: late-type – stars: atmospheres – stars: individual: Betelgeuse

1 Introduction

Massive stars as Betelgeuse are the chemical laboratories of the Galaxy: when they become supernovae, they synthesize heavy elements. Even during their supergiant phase, they participate to the chemical evolution of the ISM with their heavy mass loss. Material is ejected from the star and is becoming more and more complex as it is cooling, forming molecules and dust.

Betelgeuse has been regularly observed for a century. Many significant results were obtained in the last decade. The circumstellar environment (CSE) of the star was heavily explored: Tsuji (2000) proposed a molecular envelope to fit their observations (the MOLsphere), its characteristics and its composition were computed by Perrin et al. (2004, 2007) using IOTA and VLTI/MIDI. Using VLT/NACO and VLT/VISIR Kervella et al. (2009, 2011) observed the dusty envelope of the star up to several tens of stellar radii. Meanwhile, Ohnaka et al. (2011) observed with VLTI/AMBER for the first time the dynamics of the MOLsphere and particularly motion of CO. The photosphere was also investigated: Haubois et al. (2009) observed two bright spots with the IOTA interferometer in the H band.

Yet, the process which triggers the mass loss has not yet been unveiled. The inhomogeneous shape of the circumstellar envelope and the link between each layer is also unknown and still requires further studies. We focus here on the close ($\sim 1.2R_\star$) molecular layer composed of CO and water vapor: we investigate its size and composition (Sect. 3) we also analyze the shape of the photosphere (Sect. 4).

2 Observations and data reduction

2.1 Observations

Betelgeuse was observed with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Haguenauer et al. 2010) using the Astronomical Multi-BEam combineR, AMBER (Petrov et al. 2007) on January and February 2011. We used the medium spectral resolution of the instrument ($R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 1500$) in the H band from 1.45 to 1.80 μm

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[2] Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

© Société Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A) 2013

and in the K band from 2.1 to 2.45 μm. AMBER recombines the light from two or three telescopes, either Auxiliary Telescopes (ATs) of 1.8 m of diameter or Unit Telescopes (UTs) of 8.2 m. Our observations were performed with the ATs in the E0-G0-H0, E0-G0-I1 and G0-H0-I1 configurations of the VLTI.

Data from January 1st were obtained to get a suitable configuration of the instrument and thus are not relevant for our work here.

2.2 Data Reduction

We reduced the data using the AMBER data reduction software also know as *amdlib* in its version 3.0.3 (Tatulli et al. 2007). This package produces the interferometric observables which give us information about the object's Fourier transform: the visibilities are directly its amplitude and the differential phases (DP) indicate the photocenter shift in a spectral line compared to the continuum and the closure phase (CP) is defined as the sum of the three phases along the close triangle formed by the three baselines: $\phi_{\rm CP} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}$. This last observable is independent from the atmospheric perturbations and indicates asymmetries in the object.

As Betelgeuse is one of the brightest source of the infrared sky and has one of the bigger angular diameter for a star, we had to use a particular reduction method to estimate the error bars and discriminate among standard and corrupted files. This procedure is described in Montargès et al. (2013). The AMBER pipeline does not include the spectral calibration : we used the telluric lines in our hotter calibrator (HR-1543, spectra type F6V) to perform it.

3 Model fitting

3.1 K band

The K band spectrum is clearly divided in two parts: the continuum domain ($\lambda < 2.245$ μm) where we are mostly sensitive to the star photosphere and the absorption band domain ($\lambda > 2.245$ μm) where are located CO and water vapor absorption band revealing the MOLsphere.

3.1.1 Continuum analysis ($\lambda < 2.245$ μm)

The continuum data allow us to estimate the angular diameter of the star. We use two different models: the uniform disk (UD) and the power-law limb-darkened disk (LDD) described in Hestroffer (1997). As we are only interested in the shape of the star at large scale (the diameter) we only use the low spatial frequency data (first lobe of the visibility function: $f < 50$ arcsec^{-1}). The results of the fits are summarized in Table 1 and the corresponding visibility functions are plotted on the left pannel of Fig. 1 together with the data.

Table 1. Best fit values for the uniform disk ($I = I_0$) and limb-darkened disk ($I = I_0\mu^\alpha$) models.

Model	θ (mas)	α	χ^2
UD	41.01 ± 0.02	-	5.27
LDD	42.28 ± 0.07	0.155 ± 0.009	4.89

Townes et al. (2009) reported a significant decrease of the apparent diameter of Betelgeuse from their 11 μm observations, Ohnaka et al. (2011) analyzed the evolution of the K band diameter of the star along the same period using results from Dyck et al. (1992), Perrin et al. (2004) and Ohnaka et al. (2009, 2011). They saw no evidence for a strong variation. On the right pannel of Fig. 1 , we added our result at the end of this evolution of the K band diameter and distinguished between the data including only the continuum and the whole K band. Clearly, the star appears bigger when considering all the K band: this comes from the contribution of the MOLsphere in the CO and water vapor absorption bands at the highest wavelengths of this domain. Our measurement indicates again that the size of Betelgeuse remains constant over time.

3.1.2 Absorption bands ($\lambda > 2.245$ μm)

As we previously said, wavelengths longer than 2.245 μm contains CO and water vapor absorption lines which allow us to probe the MOLsphere. We model this structure by a single thin layer containing the two molecules at the local thermodynamical equilibrium (LTE) whom lines are computed with the linelist from Goorvitch

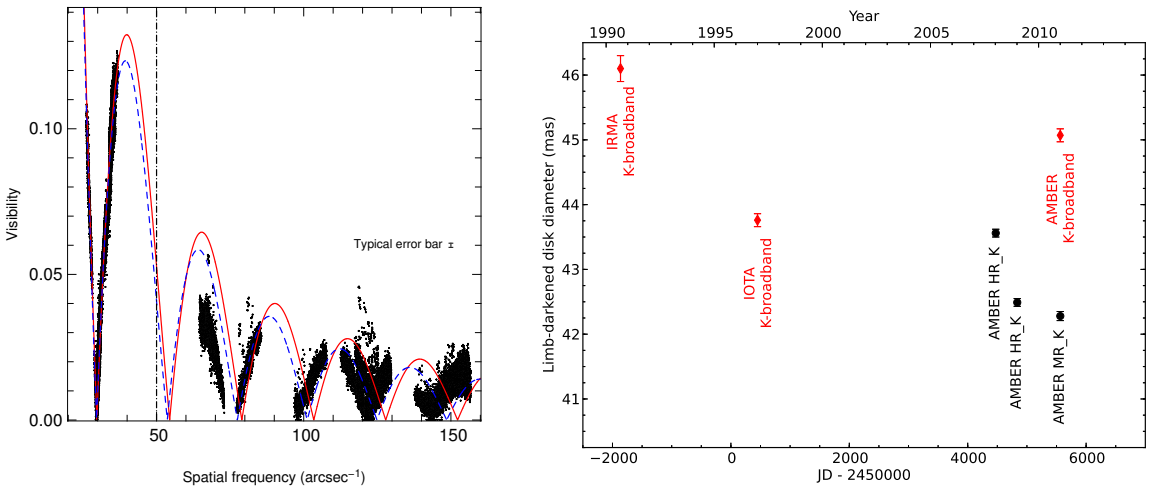

Fig. 1. Left: Best fit model of the continuum data. AMBER continuum data in black. The red continuous curve represent the best fit uniform disk model and the blue dashed curve represent the best fit power-law type limb-darkened model. The dashed-doted black vertical line represents the upper limit of the spatial frequencies considered for our UD/LDD fits. **Right:** Overview of limb-darkened disk measurements of Betelgeuse. The values considering only the continuum of the K band are displayed in black dots, and the K broadband measurements are in red diamonds.

(1994) and Partridge & Schwenke (1997). To model the star we used a stellar atmosphere from the Kurucz grid* (Castelli & Kurucz 2003; Kurucz 2005). The resulting analytical expression is given by :

$$I_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) = I_{\rm Kurucz}(\lambda)\ exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right) + B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1-exp\left(\frac{-\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right] \quad (3.1)$$

if $\sin(\beta) \leq \frac{\theta_*}{\theta_{\rm MOL}}$ and otherwise:

$$I_{N_{\rm CO},N_{\rm H_2O}}(\lambda,\beta) = B(\lambda,T_{\rm MOL})\left[1-exp\left(\frac{-2\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)}{\cos(\beta)}\right)\right] \quad (3.2)$$

Where the five parameters of the model are the photospheric diameter θ_*, the MOLsphere diameter $\theta_{\rm MOL}$, the MOLsphere temperature $T_{\rm MOL}$, the CO and H_2O column densities $N_{\rm CO}$ and $N_{\rm H_2O}$. $B(\lambda,T)$ is the Planck function, β is the angle between the line of sight and the center of the star at the layer surface and $\tau(N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};\lambda)$ is the MOLsphere opacity. The complete model is illustrated on Fig. 2.

Then we computed the Hankel transform to get the visibility:

$$V_\lambda(x) = \frac{\int_0^1 I(\lambda,r)J_0(rx)rdr}{\int_0^1 I(\lambda,r)rdr} \quad (3.3)$$

We did not used the data from the core of the CO band heads because amdlib was not able to fit the corresponding fringe pattern, certainly because the signal to noise ratio (SNR) was too low. Consequently, to get data points in this important wavelength domain, we included the AMBER photometry to complete our dataset. We also had to restrain ourselves to wavelengths shorter than 2.348 μm: for longer wavelengths it seems that this single model layer is not complex enough and not correctly reproducing the data (for example the spectrum on pannel right of Fig. 2). We would have had to introduce a second layer, adding 4 parameters to the fit which was already highly degenerated.

To get the best fit parameters of our data, we minimized the χ^2:

$$\chi^2(T_{\rm MOL},\theta_{\rm MOL}) = \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{Y_i - M(T_{\rm MOL},\theta_{\rm MOL},N_{\rm CO},N_{\rm H_2O};S_i)}{\sigma_i}\right)^2 \quad (3.4)$$

*http://kurucz.harvard.edu/

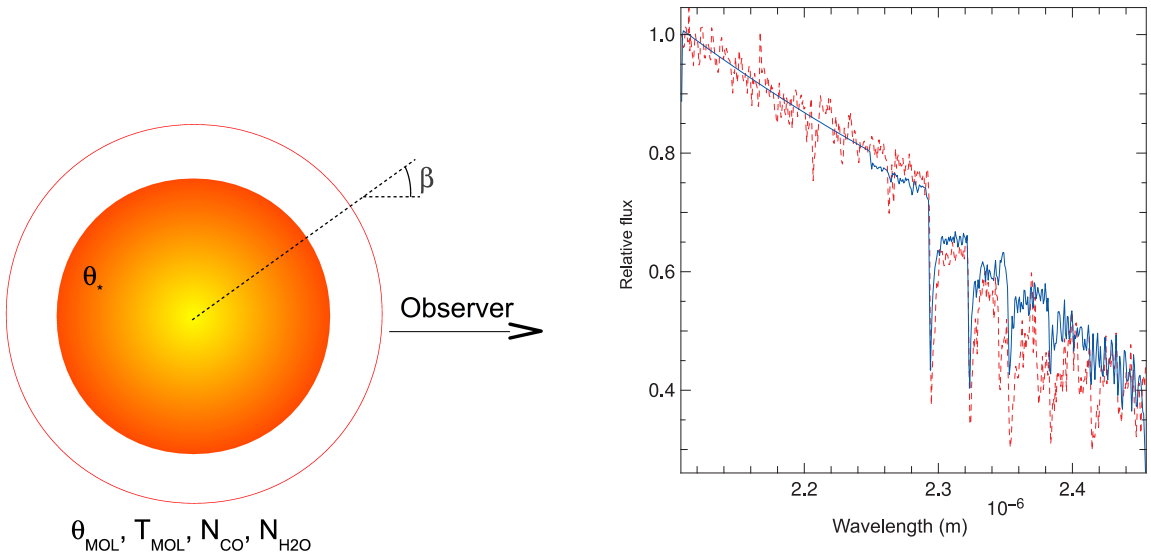

Fig. 2. Left: Illustration of the single layer model of the MOLsphere. β is the angle between the radius vector and the line of sight at the layer surface. **Right:** The red dashed line is the spectrum obtained from the Betelgeuse AMBER data and the blue continuous line is the spectrum obtained from the single layer model. We used the best fit values from Table 2.

Where $S_i = B_p/\lambda$ are the sampled spatial frequencies, Y_i the AMBER data (spectrum and visibilities) and M the corresponding value of the model.

The five parameters of the model are not independent : the size and the temperature of the MOLsphere are of course correlated but the temperature and the two column densities and the column densities themselves are also related. Therefore we use χ^2 map to find the absolute minimum of this function. First we fix the angular diameter of the star to the value of the uniform disk found in Sect. 3.1.1. Then, we fit the $N_{\rm CO}$ on a grid of ($\theta_{\rm MOL}$, $T_{\rm MOL}$) for a constant $N_{\rm H_2O}$. This gives us a χ^2 map associated to a $N_{\rm CO}$ map. To get the equivalent maps for $N_{\rm H_2O}$ we switch round the two column densities and perform the fits again using the best fit $N_{\rm CO}$ value previously found. We iterate this process again and again until the column densities stay in their error bars. This procedure allows us to derive the best fit values for the MOLsphere parameters listed in Table 2.

Table 2. Best fit values with our single thin layer model of the MOLsphere

Parameter	Value
θ_*	41.01 mas (fixed)
$\rm T_{MOL}$	2300 ± 120 K
$\theta_{\rm MOL}$	51.38 ± 1.71 mas
$\rm N_{CO}$	$3.01^{+2.00}_{-0.498} \times 10^{21}$ cm^{-2}
$\rm N_{H_2O}$	$3.28^{+1.73}_{-0.462} \times 10^{20}$ cm^{-2}
χ^2	~ 6

Remarkably, the two χ^2 map for the CO and the water vapor give the same couple of parameters for the size and temperature of the MOLsphere, confirming our hypothesis of a single layer for the two molecules.

3.2 H band

We successfully reduced and calibrated the data in the H band but were unable to clearly distinguish continuum and absorption bands consequently it was not possible to fit the photosphere diameter. Moreover, we did not managed to reproduce all the observed absorption lines using our single layer model : more layers and/or more molecules are needed to reproduce our observations and probably a better spectral resolution.

4 1D profile reconstruction

Our AMBER data on Betelgeuse contain non-zero and non-π closure phases, signatures of inhomogeneities at the star surface. Classical model fitting have proven inefficient to analyze evolving structures observed on star surfaces: one cannot guess the number and localisation of spots. Thus we use the image reconstruction algorithm MIRA (Thiébaut 2008; Renard et al. 2011) which produce an image given a prior to constrain the general shape of the star but also by fitting the data (visibilities and closure phases). Instead of simply minimizing a χ^2, the algorithm minimize a cost function taking into account the classical χ^2 and the prior weighted by the hyper-parameter μ:

$$F_{\rm Cost} = F_{\rm Data} + \mu F_{\rm Prior} \tag{4.1}$$

The best fit limb-darkened disk model found in Sect. 3.1.1 was used as prior. We use a quadaratic regularization which discriminates the strong differences between the prior image and the reconstructed one. Other regularization methods and different values of the hyper-parameter give similar result: this strengthen the reliability of our reconstruction which represent the intensity of the star as it was observed by VLTI/AMBER.

The accuracy of the reconstructed image is partially determined by the coverage of the (u,v) plane. Our VLTI/AMBER data have a very linear (u,v) coverage which makes them more suited to a profile reconstruction along this best covered direction (azimuth 71.39°). As illustrated on Fig. 3 pannel left, we took a 8 mas wide slice along this direction on which we averaged the reconstructed intensity to obtain a profile: the result is a "smooth" convolution of the reconstructed intensity by our rectangular window. We divided this profile by the corresponding profile of the prior to obtain only the contribution of the inhomogeneities (Fig. 3, pannel right).

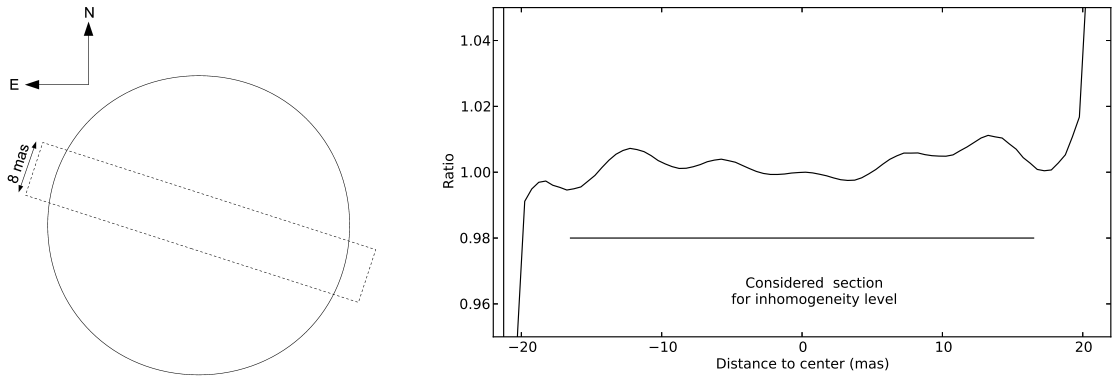

Fig. 3. Left: Considered fraction of the star for the averaged profile. **Right:** Ratio of the final reconstructed profile by the prior (limb-darkened disk). North-East is on the left side and South-West on the right side

To avoid edge fluctuations caused by this ratio we only consider the profile ±16.5 mas from the star center. There we computed an inhomogeneity level (defined in Eq. 4.2) of 0.809 %. It appears that we did not observe strong inhomogeneities at the star surface but we averaged the reconstructed intensity on a 8 mas wide slice meaning that we are not considering the whole star surface.

$$\tau_{\rm inhom} = \frac{I_{\rm max} - I_{\rm min}}{I_{\rm min} + I_{\rm max}} \tag{4.2}$$

5 Conclusions

From VLTI/AMBER data in the K band, we obtained new values for the angular diameter of α Ori which are consistent with the previous ones at the same wavelength. We derived characteristics of the MOLsphere, particularly we got values for the column densities of CO and water vapor. However, our analysis only covers the first two CO band heads of the K band : to get consistent results including the other absorption bands of CO, a more complex model is needed including several molecular thin layers or more probaby thick layers with parameters highly correlated. From a profile reconstruction in the continuum, by deriving an inhomogeneity

level we concluded that there were no signature of strong structures on the photosphere, along our best sampled azimuthal direction.

These observations are part of a wider program aimed at understanding the shape and composition of the CSE of Betelgeuse and involving measurements in several wavelength domains and angular scales but also a monitoring at several epochs.

We are grateful to ESOs Director General Prof. Tim de Zeeuw for the allocation of observing time to our program, as well as to the Paranal Observatory team for the successful execution of the observations. The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme under Grant Agreement 226604. We acknowledge financial support from the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU, France. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASAs Astrophysics Data System Bibliographic Services. This research has made use of the `AMBER data reduction package` of the Jean-Marie Mariotti Center[†]

References

Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 20P

Dyck, H. M., Benson, J. A., Ridgway, S. T., & Dixon, D. J. 1992, AJ, 104, 1982

Goorvitch, D. 1994, ApJS, 95, 535

Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923

Hestroffer, D. 1997, A&A, 327, 199

Kervella, P., Perrin, G., Chiavassa, A., et al. 2011, A&A, 531, A117

Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, A&A, 504, 115

Kurucz, R. L. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 14

Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., & Ohnaka, K. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 167–172

Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Benisty, M., et al. 2009, A&A, 503, 183

Ohnaka, K., Weigelt, G., Millour, F., et al. 2011, A&A, 529, A163

Partridge, H. & Schwenke, D. W. 1997, J. Chem. Phys., 106, 4618

Perrin, G., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., et al. 2004, A&A, 418, 675

Perrin, G., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2007, A&A, 474, 599

Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1

Renard, S., Thiébaut, E., & Malbet, F. 2011, A&A, 533, A64

Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29

Thiébaut, E. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Townes, C. H., Wishnow, E. H., Hale, D. D. S., & Walp, B. 2009, ApJ, 697, L127

Tsuji, T. 2000, ApJ, 538, 801

[†]Available at http://www.jmmc.fr/amberdrs

Annexe D

Autres activités effectuées au cours de la thèse

A Participation à des conférences et ateliers

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont été présentés dans différents ateliers et conférences dont tous n'ont pas donné à lieu à des publications (voir Annexe C). Ces différentes présentations sont résumées ci-après :

- *Cool Stars 17*, Juin 2012, Barcelone (Espagne), poster
- Atelier Bételgeuse, Novembre 2012, Paris (France), poster
- Semaine de l'Astrophysique Française 2013, Juin 2013, Montpellier (France), présentation
- *Massive Stars : from α to Ω*, Juin 2013, Rhodes (Grèce), présentation
- Ateliers PIONIER et VLTI, Janvier 2014, Grenoble (France), présentation
- Semaine de l'Astrophysique Française 2014, Juin 2014, Paris (France), poster
- Symposium UAI 307 : *New windows on massive stars*, Juin 2014, Genève (Suisse), présentation
- *Why galaxies care about AGB stars ?*, Juillet 2014, Vienne (Autriche), présentation

B Mission complémentaire d'enseignement

J'ai eu la chance au cours de ma thèse de pouvoir effectuer une mission complémentaire d'enseignement (ex monitorat) à l'Observatoire de Paris. Cette mission consiste à effectuer en plus du travail de recherche, 64h d'enseignement dites "équivalent Travaux-Dirigés (TD)" par an. Cela signifie que l'enseignement peut prendre différentes formes dont le temps est ramené au temps que prendrait la préparation et l'exécution d'un TD (par exemple 1h de TD = 1hTD mais 1h de cours magistral = 1,5hTD, etc). Mon enseignement s'est décliné sous plusieurs formes, je vais présenter brièvement ces différents aspects.

L'activité d'enseignement à laquelle j'ai consacré le plus de temps est sans aucun doute l'encadrement de Travaux Pratiques (TP) au niveau M1 et M2 recherche. Ces TP consistent en des observations au télescope à Meudon.

Au niveau M1, l'Unité d'Enseignement (UE) est dirigée par Yann Clénet. Les étudiants sont très guidés et j'ai pu les accompagner lors de TP sur le télescope de 1m de diamètre, sur le 60cm et sur le télescope de 25cm de la cabane Carolane pour faire de l'imagerie et de la spectroscopie. Les données sont ensuites réduites et analysées lors de séances de TD sous IDL que j'ai aussi encadrées plus ponctuellement.

Au niveau du M2R à Meudon, j'ai participé à l'enseignement méthodologique "Projets Expérimentaux" encadré par Pascal Gallais que j'avais moi-même suivi quelques années auparavant. J'ai encadré le TP de spectroscopie au télescope de 60 cm en binôme avec Catherine Boisson. Au cours de ma deuxième année, j'ai aussi participé à l'encadrement du stage d'une semaine à l'Observatoire de Haute Provence sur le télescope de 152cm de diamètre équipé du spectromètre Aurélie. Au cours de ces TP les étudiants sont plus libres qu'en M1 et doivent mener un projet d'observation.

Je dois dire que j'ai beaucoup apprécié cette expérience d'enseignement en présentiel. J'avais observé au maximum une dizaine de fois en tant qu'amateur avant mon arrivée à Meudon et je pense que les problèmes rencontrés au cours de ces TP tout d'abord comme étudiant puis surtout comme enseignant m'ont apporté une expérience que j'ai pu mettre à profit lors de missions d'observations au Mont Paranal ou au Mont Wilson (la patience et le calme face à un ciel nuageux en font partie).

La deuxième composante de mon expérience d'enseignement aura été le tutorat d'étudiants sur la formation à distance *Fenêtres sur l'Univers*[1] qui permet à des personnes désireuses de s'initier à l'astronomie et à ses outils de suivre une formation en ligne à leur rythme. Du point de vue du tuteur, cet enseignement permet une grande flexibilité ce qui est très appréciable lorsque l'on doit partir fréquemment en conférence ou en mission d'observation.

Enfin, je citerai brièvement les quelques sessions de diffusion des connaissances auxquelles j'ai participé : parrainage d'une classe d'école primaire de CE2/CM1 pour la réalisation d'une maquette du système solaire, deux visites de l'observatoire de Meudon et surtout encadrement de sept *Nuits des Planètes* toujours à l'observatoire de Meudon au cours desquelles le grand public pouvait venir observer avec les télescopes historiques dont nous disposons. Ce dernier aspect de la diffusion des connaissances était particulièrement plaisant et festif.

C Participation à des écoles et formations

La thèse est un apprentissage par la recherche, c'est pour cela que j'ai pu suivre des formations dispensées par différentes structures.

C.1 Écoles internationales

J'ai pu assiter à trois écoles internationales :

- Ecole de l'IRAM 2012, Octobre 2012, Grenoble : cours et tutoriels d'interférométrie radio axés sur l'utilisation de l'Interféromètre du Plateau de Bures et d'ALMA

[1] http://media4.obspm.fr/public/FSU/

- Tutoriel CASA, Février 2013, Garching (Allemagne) : tutoriel destiné aux PI et CO-I de programmes acceptés sur le Cycle 1 d'ALMA
- Ecole du PNPS, Septembre 2013, Roscoff (France) : cours sur la détermination de l'âge des étoiles

C.2 Formations de l'Ecole Doctorale

Les doctorants à l'Ecole Doctorale (ED) 127 Astronomie & Astrophysique d'Ile-de-France devaient effectuer 60h de cours post-master lorsqu'ils effectuaient déjà une mission d'enseignement (le nombre d'heures demandées à maintenant changé et les cours s'intitulent maintenant « Cours doctoraux »). J'ai suivi les formations :

- Sensibilisation à la conduite de projet, 30h du 6 au 10 janvier 2012 au Service d'Astrophysique du CEA de Saclay
- Planétologie comparée, 15h du 7 au 9 mars 2012 à l'Université Paris-Sud à Orsay.
- Ma seconde formation de 15h a été remplacée par l'école de l'IRAM d'octobre 2012

C.3 Formations associées à la mission d'enseignement

Dispensé d'un certain nombre d'heures de cours doctoraux, je devais suivre un certain nombre de formations associées à ma mission complémentaire d'enseignement. Initialement il était prévu de faire 10 jours de formation. Ce quota a été ramené à 7-8 jours au cours de ma deuxième année de thèse. J'ai suivi les formations :

- Technologies de l'Information et de la Communication pour l'Enseignement (TICE) : initiation à leur problématique, les 21 et 22 février 2012 à l'Université Pierre et Marie Curie à Paris
- Formation Python, 26 mars et 3 mai 2012 à l'Observatoire de Meudon
- Lecture rapide, 10 au 12 juillet 2013 à l'Université Pierre et Marie Curie à Paris

La formation Python m'a été très utile puisque c'est maintenant le langage avec lequel je travaille le plus et je suis convaincu qu'il m'a rendu plus efficace que les précédents langages que j'utilisais. Sa vaste communauté et son système d'aide interactif le rendent très puissant.

D Représentant des doctorants au Conseil de Laboratoire

Je ne peux pas terminer cette annexe sans évoquer mon rôle de représentant des doctorant au Conseil de Laboratoire du LESIA (le Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique). J'ai été élu le 9 décembre 2011 et j'ai participé à 8 conseils jusqu'au 14 octobre 2013. Ces réunions m'ont permis de découvrir la vie du laboratoire et sa gestion, aspect souvent méconnu des étudiants. J'ai pu assister à la prospective du laboratoire et à son évaluation par l'Agence d'Évaluation de la Recherche et de l'Enseignement Supérieure (la défunte AERES). Je pense avoir beaucoup appris sur les rouages

de l'administration de la recherche (et pas uniquement les nombreux sigles et acronymes chers à l'administration française). Nul doute qu'il m'en reste encore plus à découvrir !

Le représentant des doctorants du laboratoire est aussi chargé d'organiser la journée des thèses du laboratoire au cours de laquelle les doctorants présentent leurs travaux au reste du personnel (Fig. D.1). Pour être exact à mon arrivée il s'agissait d'une demi-journée des thèses : j'ai réussi à motiver suffisament d'étudiants du laboratoire pour étendre l'événement à une journée entière. Grâce à la volonté de notre direction, cette journée est maintenant accompagnée d'un buffet convivial le midi et l'ensemble a lieu au Château de l'Observatoire sous la Grande Coupole. Cette journée ressemble plus à présent à une fête des doctorants qu'à une journée des thèses et contribue grandement au fait qu'il règne une bonne ambiance au sein des doctorants du LESIA.

FIGURE D.1 – Affiches pour les éditions 2012 et 2013 de la journée des thèses du LESIA réalisées par Sylvain Cnudde pour SIGAL (le Service Internet, Graphisme et Animation du Lesia)

Bibliographie

Airapetian, V., Carpenter, K. G., & Ofman, L. 2010, ApJ, 723, 1210

Arnett, D. 1996, Supernovae and Nucleosynthesis : An Investigation of the History of Matter from the Big Bang to the Present

Arroyo-Torres, B., Wittkowski, M., Marcaide, J. M., & Hauschildt, P. H. 2013, A&A, 554, A76

Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, A&A, 558, A33

Aufdenberg, J. P., Mérand, A., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, ApJ, 645, 664

Aurière, M., Donati, J.-F., Konstantinova-Antova, R., et al. 2010, A&A, 516, L2

Baron, F., Monnier, J. D., Kiss, L. L., et al. 2014, ApJ, 785, 46

Bedding, T. R., Zijlstra, A. A., Jones, A., et al. 2002, MNRAS, 337, 79

Benisty, M., Berger, J.-P., Jocou, L., et al. 2009, A&A, 498, 601

Bernat, A. P., Hall, D. N. B., Hinkle, K. H., & Ridgway, S. T. 1979, ApJ, 233, L135

Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., & Nasi, E. 2008, A&A, 484, 815

Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Bjorkman, J. E. & Wood, K. 2001, ApJ, 554, 615

Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, A&A, 456, 789

Bonneau, D., Delfosse, X., Mourard, D., et al. 2011, A&A, 535, A53

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

Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., & Neri, R. 2005, A&A, 441, 1031

Bujarrabal, V., Fuente, A., & Omont, A. 1994, A&A, 285, 247

Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., & Hoyle, F. 1957, Reviews of Modern Physics, 29, 547

Cameron, A. G. W. 1957, AJ, 62, 9

Cannon, A. J. 1907, Annals of Harvard College Observatory, 55, 1

Carciofi, A. C., Domiciano de Souza, A., Magalhães, A. M., Bjorkman, J. E., & Vakili, F. 2008, ApJ, 676, L41

Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 20P

Castro-Carrizo, A., Quintana-Lacaci, G., Neri, R., et al. 2010, A&A, 523, A59

Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., & Ralite, N. 2001, A&A, 373, 159

Chelli, A., Utrera, O. H., & Duvert, G. 2009, A&A, 502, 705

Cherchneff, I. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 175–184

Chesneau, O., Lykou, F., Balick, B., et al. 2007, A&A, 473, L29

Chiavassa, A., Freytag, B., Masseron, T., & Plez, B. 2011a, A&A, 535, A22

Chiavassa, A., Haubois, X., Young, J. S., et al. 2010a, A&A, 515, A12

Chiavassa, A., Lacour, S., Millour, F., et al. 2010b, A&A, 511, A51

Chiavassa, A., Pasquato, E., Jorissen, A., et al. 2011b, A&A, 528, A120

Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2009, A&A, 506, 1351

Claret, A. & Bloemen, S. 2011, A&A, 529, A75

Danielson, R. E., Woolf, N. J., & Gaustad, J. E. 1965, ApJ, 141, 116

Decin, L., Cox, N. L. J., Royer, P., et al. 2012, A&A, 548, A113

Dolan, M., Mathews, G. J., & Dearborn, D. 2008, in Nuclei in the Cosmos (NIC X)

Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, A&A, 300, 503

Ducati, J. R. 2002, VizieR Online Data Catalog, 2237, 0

Dullemond, C. P. 2012, RADMC-3D : A multi-purpose radiative transfer tool, astrophysics Source Code Library

Dumm, T. & Schild, H. 1998, New A, 3, 137

Dupree, A. K. 2011, in IAU Symposium, Vol. 273, IAU Symposium, ed. D. Prasad Choudhary & K. G. Strassmeier, 188–194

Dyck, H. M., Benson, J. A., Ridgway, S. T., & Dixon, D. J. 1992, AJ, 104, 1982

Dyck, H. M., Forbes, F. F., & Shawl, S. J. 1971, AJ, 76, 901

Eisenhauer, F., Perrin, G., Brandner, W., et al. 2011, The Messenger, 143, 16

Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, A&A, 537, A146

Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., et al. 2005, A&A, 430, 165

Fields, B. D. & Olive, K. A. 2006, Nuclear Physics A, 777, 208 , special Isseu on Nuclear Astrophysics

Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H.-G., et al. 2012, Journal of Computational Physics, 231, 919

Gilliland, R. L. & Dupree, A. K. 1996, in IAU Symposium, Vol. 176, Stellar Surface Structure, ed. K. G. Strassmeier & J. L. Linsky, 165

Goldin, A. & Makarov, V. V. 2007, ApJS, 173, 137

Goorvitch, D. 1994, ApJS, 95, 535

Gray, M. D., Wittkowski, M., Scholz, M., et al. 2009, MNRAS, 394, 51

Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734

Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R. J. W., & Thompson, R. J. 1974, MNRAS, 167, 475

Harper, G. M., Brown, A., & Guinan, E. F. 2008, AJ, 135, 1430

Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, A&A, 508, 923

Hestroffer, D. 1997, A&A, 327, 199

Higgins, P. 2012, http ://dx.doi.org/10.6084/m9.figshare.101044

Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417

Huggins, P. J. 1987, ApJ, 313, 400

Hunter, J. D. 2007, Computing In Science & Engineering, 9, 90

Iben, I. 2013, Stellar evolution physics Vol. 2 Advanced evolution of single stars (Cambridge New York Melbourne [etc.] : Cambridge University Press), 1 vol. (X– Pagination continue)

Ireland, M. J., Tuthill, P. G., Bedding, T. R., Robertson, J. G., & Jacob, A. P. 2004, MNRAS, 350, 365

Jaeger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., & Henning, T. 1994, A&A, 292, 641

Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, Communications of the Lunar and Planetary Laboratory, 4, 99

Jorissen, A., Frankowski, A., Famaey, B., & van Eck, S. 2009, A&A, 498, 489

Josselin, E., Loup, C., Omont, A., et al. 1998, A&AS, 129, 45

Josselin, E. & Plez, B. 2007, A&A, 469, 671

Juhász, A., Bouwman, J., Henning, T., et al. 2010, ApJ, 721, 431

Jura, M. & Kleinmann, S. G. 1990, ApJS, 73, 769

Karovska, M., Nisenson, P., & Noyes, R. 1986, ApJ, 308, 260

Keenan, P. C. & McNeil, R. C. 1989, ApJS, 71, 245

Kerschbaum, F. & Olofsson, H. 1999, A&AS, 138, 299

Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, A&A, 453, 1059

Kervella, P., Le Bertre, T., & Perrin, G., eds. 2013a, EAS Publications Series, Vol. 60, Betelgeuse Workshop 2012

Kervella, P., Montargès, M., Ridgway, S. T., et al. 2014, A&A, 564, A88

Kervella, P., Perrin, G., Chiavassa, A., et al. 2011, A&A, 531, A117

Kervella, P., Perrin, G., Montargès, M., & Haubois, X. 2013b, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 199–205

Kervella, P., Ségransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004a, A&A, 425, 1161

Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004b, A&A, 426, 297

Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., Bordé, P., & Di Folco, E. 2003, A&A, 408, 681

Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, A&A, 504, 115

Kurucz, R. L. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 8, 14

Lacour, S., Tuthill, P., Ireland, M., Amico, P., & Girard, J. 2011, The Messenger, 146, 18

Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734

Lambert, J., Josselin, E., Ryde, N., & Faure, A. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 111–119

Lauer, T. R. 1999, PASP, 111, 227

Le Bertre, T., Matthews, L. D., Gérard, E., & Libert, Y. 2012, MNRAS, 422, 3433

Le Borgne, J. F. & Mauron, N. 1989, A&A, 210, 198

Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67

Léna, P., Rouan, D., Lebrun, F., Mignard, F., & Pelat, D. 2008, L'observation en astrophysique, Savoirs Actuels (EDP Sciences), 758 p., iSBN :978-2-86883-877-3

Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., & Tusche, A. 1998, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 3354, Infrared Astronomical Instrumentation, ed. A. M. Fowler, 606–614

Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, ApJ, 628, 973

Levesque, E. M., Massey, P., Żytkow, A. N., & Morrell, N. 2014, MNRAS, 443, L94

Lim, J., Carilli, C. L., White, S. M., Beasley, A. J., & Marson, R. G. 1998, Nature, 392, 575

Lobel, A. & Dupree, A. K. 2001, ApJ, 558, 815

Lopez, B., Lagarde, S., Wolf, S., et al. 2009, in Science with the VLT in the ELT Era, ed. A. Moorwood, 353

Lord, S. D. 1992, Technical Memorandum 103957, NASA

Lucy, L. B. 1974, AJ, 79, 745

Lunt, J. 1916, ApJ, 44, 250

Lykou, F., Chesneau, O., Zijlstra, A. A., et al. 2011, A&A, 527, A105

Mackey, J., Mohamed, S., Neilson, H. R., Langer, N., & Meyer, D. M.-A. 2012, ApJ, 751, L10

Magalhaes, A. M., Codina-Landaberry, S. J., Gneiding, C., & Coyne, G. V. 1986, A&A, 154, 1

Mariotti, J.-M. 1989, in NATO ASIC Proc. 274 : Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 3

Mason, B. D., Wycoff, G. L., Hartkopf, W. I., Douglass, G. G., & Worley, C. E. 2001, AJ, 122, 3466

McIntosh, G. C. & Indermuehle, B. 2013, ApJ, 774, 21

McNeil, S. R. & Moody, J. W. 2005, ApJ, 627, 701

Michelson, A. A. 1891, Nature, 45, 160

Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, ApJ, 53, 249

Millour, F., Vannier, M., Petrov, R. G., et al. 2006, in EAS Publications Series, Vol. 22, EAS Publications Series, ed. M. Carbillet, A. Ferrari, & C. Aime, 379–388

Mishchenko, M. I., Travis, L. D., & Lacis, A. A. 2002, Scattering, absorption, and emission of light by small particles

Monnier, J. D., Anderson, M., Baron, F., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., & ten Brummelaar, T. A. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, ed. W. A. Traub, 1370

Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., et al. 2007, Science, 317, 342

Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., & Ohnaka, K. 2013a, 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, 253–258

Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., & Ohnaka, K. 2013b, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 167–172

Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2014, ArXiv e-prints

Neilson, H. R., Lester, J. B., & Haubois, X. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, ed. S. Qain, K. Leung, L. Zhu, & S. Kwok, Vol. 451, 117

Noriega-Crespo, A., van Buren, D., Cao, Y., & Dgani, R. 1997, AJ, 114, 837

O'Gorman, E., Harper, G. M., Brown, J. M., et al. 2012, AJ, 144, 36

Ohnaka, K. 2014a, A&A, 561, A47

Ohnaka, K. 2014b, ArXiv e-prints

Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Benisty, M., et al. 2009, A&A, 503, 183

Ohnaka, K., Hofmann, K.-H., Schertl, D., et al. 2013, A&A, 555, A24

Ohnaka, K., Weigelt, G., Millour, F., et al. 2011, A&A, 529, A163

Olofsson, H., González Delgado, D., Kerschbaum, F., & Schöier, F. L. 2002, A&A, 391, 1053

Partridge, H. & Schwenke, D. W. 1997, J. Chem. Phys., 106, 4618

Pasquato, E., Pourbaix, D., & Jorissen, A. 2011, A&A, 532, A13

Pérez, F. & Granger, B. E. 2007, Computing in Science and Engineering, 9, 21

Perrin, G., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., et al. 2004a, A&A, 418, 675

Perrin, G., Ridgway, S. T., Mennesson, B., et al. 2004b, A&A, 426, 279

Perrin, G., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2007, A&A, 474, 599

Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1

Pugh, T. & Gray, D. F. 2013, AJ, 145, 38

Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. 2007, ApJ, 660, 1556

Richards, A. M. S., Davis, R. J., Decin, L., et al. 2013, MNRAS, 432, L61

Richichi, A., Percheron, I., & Khristoforova, M. 2005, A&A, 431, 773

Richichi, A. & Roccatagliata, V. 2005, A&A, 433, 305

Ridgway, S. T. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 5–16

Roberts, A. W. 1893, AJ, 13, 49

Roddier, F. 1999, Imaging through the atmosphere, ed. F. Roddier, 9

Roddier, F. & Roddier, C. 1985, ApJ, 295, L21

Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4839, Adaptive Optical System Technologies II, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149

Sacuto, S., Jorissen, A., Cruzalèbes, P., et al. 2008, A&A, 482, 561

Samus, N. N., Durlevich, O. V., & et al. 2009, VizieR Online Data Catalog, 1, 2025

Schöier, F. L., Olofsson, H., Wong, T., Lindqvist, M., & Kerschbaum, F. 2004, A&A, 422, 651

Schwarzschild, M. 1975, ApJ, 195, 137

Serkowski, K. & Shawl, S. J. 2001, AJ, 122, 2017

Smolders, K., Acke, B., Verhoelst, T., et al. 2010, A&A, 514, L1

Stephan, E. 1873, in Comptes-rendus de l'Académie des Sciences, Vol. LXXVI, 1008

Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29

ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, ApJ, 628, 453

Teyssier, D., Quintana-Lacaci, G., Marston, A. P., et al. 2012, A&A, 545, A99

Thiébaut, E. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013

Tsuji, T. 1987, in IAU Symposium, Vol. 122, Circumstellar Matter, ed. I. Appenzeller & C. Jordan, 377–378

Tsuji, T. 2000, ApJ, 538, 801

Tsuji, T. 2006, ApJ, 645, 1448

Tuthill, P. G., Haniff, C. A., & Baldwin, J. E. 1997, MNRAS, 285, 529

Ueta, T., Izumiura, H., Yamamura, I., et al. 2008, PASJ, 60, 407

Uitenbroek, H., Dupree, A. K., & Gilliland, R. L. 1998, AJ, 116, 2501

van Belle, G. T., Ciardi, D. R., Thompson, R. R., Akeson, R. L., & Lada, E. A. 2001, ApJ, 559, 1155

van Leeuwen, F. 2007, A&A, 474, 653

van Loon, J. T. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, 307–316

Verhoelst, T., Decin, L., van Malderen, R., et al. 2006, A&A, 447, 311

Verhoelst, T., van der Zypen, N., Hony, S., et al. 2009, A&A, 498, 127

Winters, J. M., Le Bertre, T., Nyman, L.-Å., Omont, A., & Jeong, K. S. 2002, A&A, 388, 609

Wittkowski, M., Langer, N., & Weigelt, G. 1998, A&A, 340, L39

Wolf, S., Voshchinnikov, N. V., & Henning, T. 2002, A&A, 385, 365

Young, J. S., Baldwin, J. E., Boysen, R. C., et al. 2000, MNRAS, 315, 635

Zeilik, M. & Smith, E. v. P. 1987, Introductory astronomy and astrophysics, 2nd edn. (Philadelphia : Saunders College Pub.), vii, 503 p., rev. ed. of : Introductory astronomy and astrophysics / Elske v.P. Smith, Kenneth C. Jacobs. 1973

Liste des tableaux

1.1 Carte d'identité de Bételgeuse 6

2.1 Étalons interférométriques des observations AMBER 37
2.2 Valeurs obtenues pour l'ajustement des données continues par des modèles analytiques de disque stellaire. 41
2.3 Caractéristiques physiques de Bételgeuse comparées aux paramètres de la simulation RHD. 43
2.4 Meilleur ajustement des paramètres du modèle de MOLsphère à couche mince. 48
2.5 Liste des têtes de bande de CO observées dans la photométrie AMBER . 49
2.6 Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de janvier 2012 53
2.7 Liste des étoiles étalons utilisées pour les observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse 54
2.8 Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de février 2013 56
2.9 Ajustement par un modèle ACB des données VLTI/PIONIER de janvier 2014 57
2.10 Valeurs préliminaires des paramètres décrivant le modèle disque assombri et point chaud déterminées à l'aide des cartes de χ^2 exploratoires. Seules les visibilités sont considérées. 61
2.11 Ajustement du modèle disque assombri et point chaud gaussien aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse (visibilités carrées et clôtures de phase). 63
2.12 Caractéristiques des simulations utilisées pour analyser les visibilités et clôtures de phase mesurées avec VLTI/PIONIER sur Bételgeuse. 68
2.13 Etoiles de références observées pour étalonner les observables interférométriques d'Antarès. 72
2.14 Valeurs obtenues pour les meilleurs ajustements des données VLTI/PIONIER d'Antarès. 73
2.15 Caractéristiques physiques d'Antarès comparées aux paramètres de la simulation RHD 73
2.16 Valeurs des coefficients de la fonction 2.17 ajustant le mieux les maxima de la fonction de visibilité du meilleur modèle ACB décrivant les observations VLTI/PIONIER sur Antarès. 75

3.1 Caractéristiques des trois filtres utilisés lors des observations HST/STIS . 81
3.2 Paramètres de la meilleure gaussienne avec élongation ajustant le mieux les données HST/STIS de Bételgeuse. 87
3.3 Photométrie issue des observations en bande étroite de Bételgeuse avec VLT/NACO. 94

5.1 Liste des cibles du programme Bigstars 112
5.2 Caractéristiques des étoiles étalons 116
5.3 Flux étalonné de L_2 Pup 117
5.4 Caractéristiques de la grille utilisée pour notre modèle RADMC-3D . . . 122
5.5 Paramètres du modèle RADMC-3D correspondant le mieux aux observations VLT/NACO de L_2 Pup. 123

Table des figures

1.1 Tableau périodique de Mendeleïev 2
1.2 Résumé des grandes lignes de l'évolution stellaire 3
1.3 La constellation d'Orion en RGB (Digitized Sky Surveys) 6
1.4 Diagrammes HR 7
1.5 Observation du CSE de Bételgeuse à différentes échelles 9
1.6 Différentes couches de l'enveloppe de Bételgeuse représentées avec les instruments les mieux adaptés à leur observation 9
1.7 Opacité atmosphérique en fonction de la longueur d'onde 13
1.8 Représentation des polynômes de Zernike 16
1.9 Principe de l'optique adaptative et de l'analyseur de front d'onde 16
1.10 Inteféromètre, pupille et trous d'Young 19
1.11 Franges d'Young monochromatiques 21
1.12 Franges d'Young polychromatiques 22
1.13 Franges d'Young avec diffraction 22
1.14 Illustration du principe de la clôture de phase avec une vue d'artiste du VLTI 25

2.1 Modélisation de Bételgeuse par Ohnaka et al. (2011) dans une raie de CO. 31
2.2 Carte des différentes stations du VLT 33
2.3 Étalonnage en longueur d'onde des données AMBER 35
2.4 Exemples de modèles de disques uniformes 37
2.5 Fonction de tranfert en fonction de la longueur d'onde et du temps . . . 38
2.6 Exemple de visibilités carrées négatives (interférogramme mal ajusté) . . 39
2.7 Perte de verrouillage des franges par le suiveur FINITO. 40
2.8 Diamètre et photométrie mesurés sur Bételgeuse par VLTI/AMBER en fonction de la longueur d'onde 41
2.9 Ajustement UD et LDD des données VLTI/AMBER 42
2.10 Obtention d'une grille de simulation RHD 44
2.11 Comparaison du meilleur ajustement de la simulation RHD avec les données VLTI/AMBER 45
2.12 Comparaison des clôtures de phase mesurées par VLTI/AMBER avec la simulation RHD 45
2.13 Illustration du modèle de MOLsphère à couche fine 47
2.14 Comparaison du spectre issu de l'instrument VLI/AMBER et du modèle de MOLsphère à une couche fine 48
2.15 Phases différentielles observées avec AMBER 50

2.16 Flux de Bételgeuse en bande H, normalisé par sa valeur maximale 51
2.17 Visibilités carrées acquises en 2012. 52
2.18 Configurations des ATs disponibles du VLTI depuis 2012 (P88). 54
2.19 Pointage de Bételgeuse par les quatre télescopes auxiliaires de l'observatoire du Mont Paranal lors de la nuit du 9 au 10 février 2013 55
2.20 Visibilités carrées acquises en 2013 56
2.21 Visibilités carrées acquises en 2014 57
2.22 Exemple de points chauds sur une étoile modélisée par un disque assombri. 59
2.23 Cartes exploratoires de l'ajustement des données PIONIER de janvier 2012 par un modèle disque ACB et point chaud gaussien 62
2.24 Visibilités et cartes d'intensité pour le meilleur modèle de disque assombri et point chaud gaussien ajusté aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse. 64
2.25 Clôtures de phase pour le meilleur modèle de disque assombri et point chaud gaussien ajusté aux observations VLTI/PIONIER de Bételgeuse. . 65
2.26 Comparaison du meilleur ajustement des simulations RHD avec les données VLTI/PIONIER de février 2013 68
2.27 Comparaison de la couverture (u, v) VLTI/PIONIER sur Bételgeuse et Antarès 70
2.28 Comparaison entre les données VLTI/PIONIER sur Antarès à toutes les fréquences spatiales et le meilleur modèle ACB 71
2.29 Comparaison entre les données VLTI/PIONIER d'Antarès et les meilleurs modèles UD et ACB. 73
2.30 Comparaison du meilleur ajustement des simulations RHD avec les données VLTI/PIONIER d'Antarès 74
2.31 Densité spectrale de puissance du meilleur ajustement du modèle de disque avec ACB pour les données VLTI/PIONIER sur Antarès et densité spectrale de puissance des structures à la surface d'Antarès 76

3.1 Courbes de transmission des filtres utilisés lors des observations HST/STIS de Bételgeuse. 82
3.2 Effet du traitement du tramage pour le filtre à bande large à 140 nm. . . 83
3.3 Images de Bételgeuse et de sa FEP après traitement du tramage. 84
3.4 Coupe du masque à bord gaussien appliqué sur les images de la FEP. . . 84
3.5 Largeur à mi-hauteur de la gaussienne ajustant le disque de Bételgeuse en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme de déconvolution. . . . 84
3.6 Images HST/STIS réduites, déconvoluées et étalonnées. 86
3.7 Photométrie de Bételgeuse dans les différents filtres utilisés pour les observations HST/STIS. 87
3.8 Transmission des trois filtres VLT/NACO considérés. 89
3.9 Images non-déconvoluées de Bételgeuse ainsi que de l'étoile étalonnant la FEP (Aldébaran) pour les trois filtres à bande étoile de VLT/NACO considérés. 90
3.10 Images déconvoluées et étalonnées photométriquement de Bételgeuse pour les trois filtres VLT/NACO considérés 92
3.11 Comparaison des observations HST/STIS et des observations VLT/NACO 93

4.1 Observations de Bételgeuse avec e-MERLIN en 2012 100

4.2 Image composite trichrome des observations Herschel/PACS de Bételgeuse en 2012 . . . 101
4.3 Comparaison entre un modèle d'émission des poussières et une simulation ALMA pour Bételgeuse. . . . 102

5.1 Diagramme HR avec étoiles remarquables et isochrones d'étoiles solaires . 107
5.2 Nébuleuses planétaires par le HST . . . 108
5.3 Images non-déconvoluées de L_2 Pup et de ses FEP . . . 114
5.4 Images déconvoluées de L_2 Pup . . . 115
5.5 Transmissions des 12 filtres à bande étroite de l'instrument NACO et de l'atmosphère terrestre (Lord 1992) . . . 116
5.6 Schéma de l'interprétation des images de L_2 Pup . . . 117
5.7 Visibilités mesurées par VINCI sur L_2 Pup . . . 118
5.8 Images du modèle RADMC-3D de L_2 Pup . . . 124
5.9 Distributions spectrales d'énergie de L_2 Pup . . . 125
5.10 Schéma de la perte de masse supposée de L_2 Pup . . . 127

6.1 Différentes couches de Bételgeuse représentées avec les image obtenues sur différents instruments. . . . 131

D.1 Affiches pour les éditions 2012 et 2013 de la journée des thèses du LESIA 184

Acronymes et abréviations

Ici sont répertoriés les différents acronymes et abréviations utilisés dans ce manuscrit. Certains proviennent de termes anglais, ceux-ci sont indiqués en italique et leur traduction est également donnée.

AAVSO *American Association of Variable Stars Observers*, Association Américaine des Observateurs d'Etoiles Variables

ACB Assombrissement Centre-Bord

ADU *Analog to Digital Unit*, Unité Analogique vers Numérique

AGB *Asymptotic Giant Branch*, de la Branche Asymptotique des Géantes

ALMA *Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array*, Réseau Millimétrique/Submillimétrique de l'Atacama

AT *Auxiliary Telescope*, Télescope Auxiliaire : un des quatre télescopes mobiles équipés d'un miroir primaire de 1.8 m de diamètre au VLT

BSG *Blue SuperGiant*, Supergéante bleue

CHARA *Georgia State University's Center for High Angular Resolution Astronomy*, Centre pour la Haute Résolution en Astronomie de l'État de Géorgie

CSE Densité Spectrale de Puissance

E-ELT *European Extremely Large Telescope*, Téléscope Européen Extrêmement Grand

ESO *European Southern Observatory*, Observatoire Européen Austral

FITS *Flexible Image Transport System*, Système Flexible de Transport d'Image

FLUOR *Fiber Linked Unit for Optical Recombination*, Unité pour la Recombinaison Optique Connectée par Fibres

FWHM *Full Width at Half Maximum*, Largeur à mi-hauteur

HRA Haute Résolution Angulaire

HST *Hubble Space Telescope*, Télescope Spatial Hubble

IDL *Interactive Data Language*, langage de programmation très utilisé en astrophysique

ISM Infrarouge

IRAM Institut de Radioastronomie Millimétrique

JouFLU Jouvence de FLUOR

LD *Limb-Darkening*, Assombrissement Centre-Bord

LDD *Limb-Darkened Disk*, Disque avec Assombrissement Centre-Bord

MIS Milieu InterStellaire

MOAO *Multi Objects Adaptive Optics*, Optique Adaptative Multi-Objet

NACO NAOS/CONICA

NAOS *Nasmyth Adaptive Optics System*, Système Nasmyth d'Optique Adaptative

OA Optique Adaptative

PI *Principal Investigator*, Chercheur principal

RGB *Red Giant Branch*, de la Branche des Géantes Rouges

RHD *Radiative HydroDynamics*, radiatif et hydrodynamique

rms *Root Mean Square*, racine carrée de la moyenne des carrées

RSG *Red SuperGiant*, Supergéante Rouge

SED *Spectral Energy Distribution*, Distribution Spectrale d'Énergie

SN *Supernova*

SNR *Signal-to-noise ratio*, rapport signal à bruit

UD *Uniform Disk*, Disque Uniforme

UT *Unit Telescope*, Télescope Unitaire : un des quatre télescopes équipés d'un miroir primaire de 8 m de diamètre au VLT

UV Ultraviolet

VINCI *VLT Interferometer Commissioning Instrument*, Instrument de Mise en service de l'Interféromètre du VLT

VLT *Very Large Telescope*, Très Grand Télescope, Observatoire de l'ESO installé au Mont Paranal au Chili

VLTI *Very Large Telescope Interferometer*, Interféromètre du Très Grand Télescope

Résumé. Les mécanismes physiques de la perte de masse des étoiles évoluées sont encore largement inconnus. Ce processus essentiel est pourtant le moteur principal de l'évolution chimique du milieu interstellaire. Pour les supergéantes rouges (SGR), le déclenchement de l'éjection de la matière et les mécanismes de condensation de la poussière demeurent mal compris. La façon dont les géantes rouges parviennent à former des nébuleuses planétaires non-sphériques est aussi inconnue.

Au cours de ma thèse j'ai étudié des étoiles évoluées grâce à des techniques de haute résolution angulaire permettant de détailler leur surface et leur environnement proche où se trouve l'origine de la perte de masse. À partir d'observations interférométriques en infrarouge (IR), j'ai caractérisé l'enveloppe de vapeur d'eau et de monoxyde de carbone de la SGR Bételgeuse. J'ai également suivi l'évolution d'un point chaud à sa surface et analysé la structure de sa convection ainsi que celle d'Antarès (une autre SGR très proche) grâce à des simulations hydrodynamiques radiatives. L'imagerie à la limite de diffraction (optique adaptative en IR, télescope spatial en ultraviolet) m'a permis d'étudier l'évolution des inhomogénéités de l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse et découvrir un disque circumstellaire autour de L_2 Puppis, une étoile de la branche asymptotique des géantes.

Ces observations multi-longueurs d'onde, répétées à plusieurs époques, m'ont permis d'initier un suivi temporel et d'apporter des informations sur la dynamique en jeu. Renouvelé sur un plus grand échantillon d'étoiles dans les années à venir, ce programme permettra de mieux appréhender la perte de masse des étoiles évoluées.

Mots-clés : haute résolution angulaire – interférométrie – proche infrarouge – supergéantes rouges – étoiles évoluées – optique adaptative

Mass loss of evolved massive stars: the circumstellar environment at high angular resolution

Abstract. Mass loss of evolved stars is still largely mysterious, despite its importance as the main evolution engine for the chemical composition of the interstellar medium. For red supergiants (RSG), the triggering of the outflow and the mechanism of dust condensation remain unknown. Concerning red giant stars, we still do not know how their mass loss is able to form a bipolar planetary nebula.

During my PhD thesis, I observed evolved stars with high angular resolution techniques. They allowed us to study the surface and the close environment of these stars, from where mass loss originates. With near-infrared interferometric observations, I characterized the water vapor and carbon monoxide envelope of the nearby RSG Betelgeuse. I also monitored a hot spot on its surface and analyzed the structure of its convection, as well as that of Antares (another very nearby supergiant) thanks to radiative hydrodynamical simulations. Diffraction-limited imaging techniques (near-infrared adaptive optics, ultraviolet space telescope) allowed me to observe the evolution of inhomogeneities in the circumstellar envelope of Betelgeuse and to discover a circumstellar disk around L_2 Puppis, an asymptotic giant branch star.

These multi-scale and multi-wavelength observations obtained at several epochs allowed us to monitor the evolution of the structures and to derive information on the dynamics of the stellar environment. With a wider stellar sample expected in the next few years, this observing program will allow a better understanding of the mass loss of evolved stars.

Keywords: high angular resolution – interferometry – near-infrared – red supergiants – evolved stars – adaptive optics